

# **Untersuchungen an ein- und mehrstufigen thermoakustischen Motoren auf Basis eines $\lambda$ -Resonators**

*Simulation, Aufbau und experimentelle Validierung*

Von der Fakultät Maschinenwesen  
der Technischen Universität Dresden  
angenommene

## **Dissertation**

zur  
Erlangung des akademischen Grades

## **Doktoringenieur**

(Dr.-Ing.)

vorgelegt von  
**Dipl.-Ing. Alexander Kruse**  
geb. am 16.08.1987 in Neu Kaliß

Tag der Einreichung: 12.06.2018

Tag der Verteidigung: 14.11.2018

Erster Gutachter: Prof. Dr. techn. Martin Tajmar

Zweiter Gutachter: Prof. Dr. rer. nat. habil. André Thess

Vorsitzender der Promotionskommission: Prof. Dr.-Ing. habil. Ronald Mailach





# Kurzfassung

Thermoakustische Motoren wandeln Wärme in die Energie einer Schallwelle um. In Kombination mit einem akustisch-elektrischen Wandler lassen sie sich nutzen, um aus einem niedertemperierten Wärmestrom höherwertige elektrische Leistung zu generieren. Aus ihrem einfachen Aufbau bei relativ hohem Wirkungsgrad eröffnen sich Einsatzszenarien unter anderem in der Raumfahrt. Gleichsam besitzen sie das Potenzial sich z.B. im Bereich der Abwärmenutzung zu einer kostengünstigen Alternative herkömmlicher Wärmekraftmaschinen zu entwickeln. Die Verschiebung ökonomischer Einsatzgrenzen ist denkbar, welche eine Erschließung gänzlich neuer Anwendungsfelder ermöglichen würde. Vor dem Hintergrund eines weltweit steigenden Energiebedarfs bei gleichzeitiger Notwendigkeit einer Reduktion schadhafter Emissionen, könnten thermoakustische Motoren die Nachfrage nach Technologien zur Erhöhung der Energieeffizienz bedienen.

Als wesentliche Voraussetzung praktischer Anwendungen gilt die Verwertbarkeit niedertemperierter Wärmeströme mit einer Temperatur im Bereich von etwa 100 bis 200°C. In den letzten Jahren hat die Entwicklung mehrstufiger thermoakustischer Motoren auf Basis einer geschlossenen Rohrschleife ( $\lambda$ -Resonator) gezeigt, dass dieses Kriterium erfüllbar ist. Ein stark gestiegenes Forschungsinteresse an derartigen Maschinen ist in der Folge zu verzeichnen. Sie besitzen den Vorteil einer sogenannten akustischen Selbstanpassung. Störungen der Schallwelle, welche eine effiziente Umsetzung des thermoakustischen Prozesses erschweren, gleichen sich inhärent aus. Mit Hilfe eines zusätzlichen akustisch wirksamen Elements können diese Störungen auch in einstufigen Aufbauten gemindert werden.

Obwohl die Methode prinzipiell bekannt ist, fand eine systematische Analyse bisher lediglich rudimentär statt. Mit Ausnutzung der sich ergebenden Möglichkeiten wäre eine der am wenigsten komplexen Formen thermoakustischer Motoren mit geringer Temperaturdifferenz betreibbar. Parallel kann die innovative Anwendung zusätzlicher akustischer Elemente auch in mehrstufigen Anlagen förderlich sein und beschriebene geometrische Restriktionen auflösen.

In Form numerischer Studien, basierend auf der Software DeltaEC, gelingt ein Wirksamkeitsnachweis der vorgestellten Methoden. Die Option zur vergleichbaren Justierung des akustischen Feldes in ein- und mehrstufigen Systemen mittels wirksamer Elemente lässt erstmals eine objektive Beurteilung der Leistungsfähigkeit in Abhängigkeit der Systemkomplexität zu. Durch eine strukturierte Variation einer Vielzahl geometrischer, akustischer und thermischer Parameter ist zudem die Darstellung sich überlagernder Abhängigkeiten auf Systemebene durchführbar. Die Betrachtungen erlauben einen tieferen Einblick in die Funktionsweisen und erweitern das generelle Verständnis grundlegend.

Mit der Nutzung eines eigens entwickelten thermoakustischen Versuchsstandes erfolgt eine experimentelle Validierung der verwendeten Simulationsmodelle am Beispiel des einstufigen Motors. Dieser kommt auch für weiterführende Untersuchungen zur Unterdrückung schadhafter konvektiver Strömungen zum Einsatz. Mit der Implementierung einer vollbetriebsfähigen bidirektionalen Turbine zur akustisch-elektrischen Wandlung erfolgt ein erster Funktionsnachweis eines thermoakustisch-elektrischen Generators nach besprochener Bauform.

Die umfassenden Analyseergebnisse lassen sich als Entwurfsvorlage für die optimierte Umsetzung nachfolgender thermoakustischer Systeme nutzen. Unter Berücksichtigung der vorgestellten Methoden zeigt die Arbeit mögliche Wege auf, wie sich zukünftig niedertemperierte Wärme für den Betrieb eines elektrischen Verbrauchers verwerten ließe. Ein Systemwirkungsgrad von etwa 10% scheint in Abhängigkeit von der Betriebstemperatur möglich.

# Danksagung

Die vergangenen fünfzehn Jahre werden mir als sehr aufregende aber auch anstrengende Zeit in Erinnerung bleiben – geprägt von vielen Höhen und Tiefen, welche der Entstehungsprozess einer Dissertation mit sich bringt. Auf Phasen kreativer Ideen und produktiven Arbeitens folgten auch stets Rückschläge, Ernüchterungen und Enttäuschungen. Am Ende dieses langen, hoffnungsvollen Weges steht nun ein Werk, in welches all mein Herzblut eingeflossen ist und stellvertretend für die Gesamtheit meiner schöpferischen Kraft steht. Ohne die inhaltsreichen Unterstützungen und guten Worte, die ich entlang dieser Reise auf vielfältige Art erfahren durfte, wäre mir eine Umsetzung nicht geglückt. Hierfür möchte ich mich in aller Form herzlich bedanken.

Zuallererst gilt der Dank meinem Doktorvater Prof. Martin Tajmar. Seine kreative und unkonventionelle Art haben mich stets ermutigt. Ich bin ihm dankbar für seine mir entgegengebrachte Geduld, sein Verständnis und seine akademische Expertise. An dieser Stelle möchte ich auch Dr. Tino Schmiel unbedingt erwähnen, dessen kritische Fragestellungen und fachliche Anregungen mir die Möglichkeit gaben, eine eigene Herangehensweise an die Problemstellungen zu entwickeln.

Meine Wertschätzung gilt der Friedrich und Elisabeth Boysen-Stiftung, welche mir die finanzielle Freiheit gegeben hat die Forschungen durchzuführen. Dies betrifft ebenso die Graduiertenakademie der TU Dresden, auf deren Hilfe ich während der Abschlussphase meiner Promotion bauen konnte.

Besondere Dankbarkeit möchte ich gegenüber Adam Ruziewicz ausdrücken. Die intensiven Gespräche, in denen wir thermoakustische Beobachtungen bis ins noch so kleinste Detail gemeinsam analysiert haben, sind ursächlich für den erlangten Kenntniserwerb. Auch Joris Oosterhuis und Simon Bühler bin ich für ihre geistigen und gutmütigen Beiträge dankbar.

Dr. Anna Martius bin ich besonders verbunden. Durch ihre ermutigenden Worte und Anregungen hat sie mich dabei unterstützt, die verschiedensten Hürden zu nehmen. Ihre ingenieurtechnischen und administrativen Hilfestellungen habe ich jederzeit dankend angenommen. Ohne sie hätte die Beantragung der einen oder anderen Sache sicher mehr Zeit und Kraft benötigt.

Unter den Mitstreitern des Boysen-TU Dresden-Graduiertenkollegs führten wir viele wissenschaftliche Debatten. Ihnen gilt mein Dank, da sie mich auch über den Tellerrand hinaus in andere spannende Fachbereiche hineinblicken ließen. Die schönen Erlebnisse sowie die herausfordernden Stunden haben uns zusammengeschweißt und bei mir ein zutiefst kollegiales Gefühl hinterlassen. Mit ihnen ist es mir stets eine Freude gewesen die Arbeit mit dem Angenehmen zu verbinden.

Für die hilfreichen Diskussionen und die tatkräftige Unterstützung bei der Entwicklung, dem Aufbau und dem Betrieb des Versuchsstandes möchte ich mich stellvertretend für alle Mitwirkenden der Professur für Raumfahrtssysteme besonders bei Oliver Kluge, Alexander Zwiebler und Jörg Heisig bedanken. Sie halfen mir, jede noch so knifflige Herausforderung zu überwinden.

Nicht zuletzt danke ich meinen Freunden, mit denen ich in der verbliebenen Freizeit einige schöne Stunden verleben durfte. Sie haben mir dabei geholfen, die Thermoakustik auch einmal Thermoakustik sein zu lassen und das Leben dabei nicht ganz zu vernachlässigen.

Meine Doktorarbeit markiert das Ende eines langen akademischen Ausbildungsweges, dessen Realisierung ohne die andauernde Unterstützung meiner Eltern undenkbar gewesen wäre. Dafür bin ich Ihnen zutiefst dankbar.

Zum überstrahlenden Abschluss gilt mein Dank meiner wundervollen Frau Jun und meinem bezaubernden Sohn Phileas, die ich über alles liebe. Trotz der unzähligen geopfertenen Wochenenden und Abendstunden ist es ihnen stets gelungen mich aufopferungsvoll zu ermuntern. So kommt es, dass man oftmals den Menschen, welche einem am nächsten stehen, die größten Lasten auferlegt.

Taufkirchen, im Mai 2018

Alexander Kruse

# Inhaltsverzeichnis

<b>Kurzfassung .....</b>	<b>III</b>
<b>Danksagung.....</b>	<b>V</b>
<b>Inhaltsverzeichnis.....</b>	<b>VII</b>
<b>Symbolverzeichnis.....</b>	<b>XIII</b>
<b>1 Einleitung.....</b>	<b>1</b>
1.1 Motivation.....	2
1.2 Aufbau der Arbeit .....	3
<b>2 Thermoakustik .....</b>	<b>5</b>
2.1 Geschichtlicher Hintergrund .....	5
2.1.1 Frühe Entwicklung.....	5
2.1.2 Moderne Entwicklung.....	8
2.2 Funktionsprinzip .....	10
2.2.1 Richtung der Energieübertragung.....	10
2.2.2 Thermodynamischer Vergleichsprozess .....	11
2.2.2.1 Stirling-Kreisprozess auf Basis einer Wanderwelle .....	11
2.2.2.2 Joule-Kreisprozess auf Basis einer stehenden Welle.....	14
2.3 Theorie der linearen Thermoakustik .....	16
2.3.1 Verlustloser Kanal .....	17
2.3.2 Viskose und thermische Randschichteffekte .....	18
2.3.3 Berücksichtigung eines Temperaturgradienten.....	21
2.3.4 Akustische Leistung.....	23
2.4 Anwendungen .....	23
2.4.1 Anwendungen nach dem Prinzip einer stehenden Welle.....	24
2.4.2 Anwendungen nach dem Prinzip einer Wanderwelle .....	25
2.4.3 Anwendungen für die Nutzung von Niedertemperatur-Wärme.....	27
<b>3 Parameterstudie an einem einstufigen System .....</b>	<b>29</b>
3.1 Zugrunde liegender Aufbau und DeltaEC-Modell.....	29
3.2 Untersuchte Parameter .....	34
3.2.1 Akustische Bedingungen im Regenerator.....	34
3.2.2 Geometrie des Regenerators .....	36

3.2.3	Geometrie der Wärmeübertrager .....	37
3.2.4	Flächenverhältnis und Länge der Hohlräume .....	38
3.2.5	Akustische Last und Wirkungsgrad .....	39
3.2.6	Prozessparameter - Druck, Gas, Resonanzfrequenz und Temperatur .....	40
3.3	Ergebnisse und Diskussion .....	41
3.3.1	Akustische Bedingungen im Regenerator .....	41
3.3.2	Geometrie des Regenerators .....	45
3.3.3	Geometrie der Wärmeübertrager .....	46
3.3.4	Flächenverhältnis und Länge der Hohlräume .....	48
3.3.5	Akustische Last .....	51
3.3.6	Prozessparameter – Druck, Gas, Resonanzfrequenz und Temperatur .....	53
3.4	Zusammenfassung und Schlussfolgerungen .....	56
<b>4</b>	<b>Alternative Varianten zur Manipulation der akustischen Bedingungen .....</b>	<b>59</b>
4.1	Bauformen einstufiger Systeme .....	59
4.2	Übergeordnete Position des Stützens .....	61
4.3	Kompressibel und träge wirkende Rohrabschnitte .....	64
4.3.1	Funktionsweise der wirksamen Rohrabschnitte .....	64
4.3.2	Abhängigkeit von der Länge der wirksamen Rohrabschnitte .....	67
4.4	Zusammenfassung und Schlussfolgerungen .....	69
<b>5</b>	<b>Mehrstufige Systeme .....</b>	<b>71</b>
5.1	Zweistufige Systeme .....	71
5.1.1	Symmetrisches zweistufiges System mit gesonderter Impedanzanpassung .....	72
5.1.2	Zweistufiges System mit natürlicher Selbstanpassung .....	75
5.2	Drei-, vier- und fünfstufige Systeme .....	78
5.2.1	Akustische Bedingungen bei natürlicher Selbstanpassung .....	80
5.2.1.1	Abhängigkeit von Flächenverhältnis und Hohlraumlänge .....	80
5.2.1.2	Vergleich zu ein- und zweistufigen Systemen .....	82
5.2.2	Beeinflussung der Selbstanpassung durch akustisch wirksame Elemente .....	84
5.2.2.1	Funktionsweise am Beispiel des dreistufigen Systems .....	84
5.2.2.2	Vier- und fünfstufige Systeme .....	89
5.2.2.3	Vergleich der Systeme bei konstanten Bedingung und ähnlicher Geometrie ....	90
5.2.3	Beeinflussung der Selbstanpassung durch unterschiedlich lange Hohlräume .....	92
5.2.3.1	Funktionsweise am Beispiel des dreistufigen Systems .....	93
5.2.3.2	Vier- und fünfstufiges System .....	97
5.2.3.3	Vergleich der Systeme in Abhängigkeit der normalisierten Impedanz .....	99
5.3	Leistungsvergleich bezüglich Wirkungsgrad und Temperatur .....	101

---

5.4 Zusammenfassung und Schlussfolgerungen .....	103
<b>6 Auslegung, Entwurf und Aufbau des thermoakustischen Versuchsstandes.....</b>	<b>107</b>
6.1 Anforderungen an den thermoakustischen Versuchsstand.....	107
6.2 Thermoakustischer Motor .....	109
6.2.1 Struktureller Rohrleitungsbau.....	109
6.2.1.1 Rohrschleife.....	109
6.2.1.2 Kernabschnitt.....	110
6.2.1.3 Stutzen .....	112
6.2.2 Regenerator.....	112
6.2.3 Wärmeübertrager .....	114
6.2.3.1 Heißseitiger Wärmeübertrager .....	114
6.2.3.2 Kaltseitige Wärmeübertrager.....	117
6.2.4 Gesamtsystem des thermoakustischen Motors .....	119
6.3 Kontrolle der Gedeon-Strömung.....	120
6.3.1 Theorie der Gedeon-Strömung .....	120
6.3.2 Membran.....	121
6.3.3 Strömungsdiode .....	123
6.4 Helmholtz-Resonator als akustische Last .....	127
6.4.1 Theoretische Grundlagen.....	128
6.4.2 Entwurf und Aufbau .....	130
6.5 Bidirektionale Turbine als akustisch-elektrischer Wandler .....	131
6.5.1 Theoretische Grundlagen.....	132
6.5.2 Entwurf und Aufbau .....	135
6.6 Wärmezufuhr .....	137
6.7 Wärmeabfuhr .....	138
6.8 Gasversorgung .....	140
6.9 Messtechnik, Datenerfassung und -auswertung.....	140
6.9.1 Temperaturmessung.....	141
6.9.2 Messung der akustischen Parameter .....	142
6.9.2.1 Messung in der Rohrschleife .....	143
6.9.2.2 Messung im Helmholtz-Resonator .....	144
6.9.3 Steuerung der elektrischen Heizpatronen .....	145
6.9.4 Belastung und Vermessung der Turbine-Generator Einheit .....	146
6.10 Halterung.....	149
<b>7 Versuchsdurchführung und Auswertung .....</b>	<b>151</b>
7.1 Bildung des numerischen Modells .....	152

7.1.1	Modellbildung des thermoakustischen Motors.....	152
7.1.2	Methodik zum Abgleich des akustischen Feldes von Experiment und Simulation.....	154
7.1.3	Modellbildung des Helmholtz-Resonators als akustische Last.....	157
7.2	Variation der Stutzenparameter bei 1 bar .....	160
7.2.1	Umfangskorrektur und Abgleich der Stutzenparameter .....	161
7.2.2	Unbelastetes System .....	163
7.2.3	Belastetes System .....	166
7.3	Variation der Stutzenparameter bei 20bar .....	170
7.3.1	Umfangskorrektur und Abgleich der Stutzenparameter .....	170
7.3.2	Unbelastetes System .....	171
7.3.3	Belastetes System .....	172
7.4	Temperaturabhängigkeit des Leistungsvermögens .....	177
7.4.1	Einsetztemperatur der akustischen Schwingung.....	177
7.4.2	Temperaturabhängiges Leistungsvermögen .....	179
7.5	Untersuchungen am Helmholtz-Resonator .....	181
7.5.1	Abhängigkeit der Lastimpedanz von den Stutzenparametern.....	181
7.5.2	Variation der Lastposition .....	183
7.5.3	Temperaturabhängigkeit der Leistungsfähigkeit .....	185
7.5.4	Variation der Halslänge .....	187
7.6	Thermalmodell und Wärmeverluste.....	189
7.6.1	Thermale Randbedingungen im Modell .....	189
7.6.2	Überprüfung der kaltseitigen Wärmeübertragung .....	190
7.6.3	Wärmeverluste bei unterbundener thermoakustischer Wandlung .....	191
7.6.4	Betriebsabhängige konvektive Wärmeverluste.....	193
7.7	Untersuchungen zur Gedeon-Strömung .....	195
7.7.1	Einfache Bauart .....	195
7.7.2	Geviertelte Bauart.....	198
7.7.3	Membran.....	201
7.8	Bidirektionale Turbine .....	203
7.9	Zusammenfassung und Schlussfolgerungen .....	207
<b>8</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick .....</b>	<b>211</b>
8.1	Einstufige Systeme.....	211
8.2	Mehrstufige Systeme.....	213
8.3	Experimentelle Versuchsergebnisse.....	214
8.4	Ausblick .....	215
	<b>Anhang .....</b>	<b>217</b>



<b>A</b>	<b>Simulationsergebnisse der einstufigen Parameterstudie .....</b>	<b>219</b>
A.1	DeltaEC Simulationsmodell.....	219
A.2	Normalisierte Impedanz und Phasenverschiebung .....	223
A.3	Lautrec-Zahl und Länge des Regenerators .....	224
A.4	Lautrec-Zahl und Porosität des Regenerators .....	225
A.5	Länge und Porosität des Regenerators .....	226
A.6	Hydraulischer Radius und Länge der Wärmeübertrager.....	227
A.7	Hydraulischer Radius und Porosität der Wärmeübertrager .....	228
A.8	Länge und Porosität der Wärmeübertrager .....	229
A.9	Länge der Hohlräume und Flächenverhältnis .....	230
A.10	Realteil der Lastimpedanz.....	231
A.11	Imaginärteil der Lastimpedanz.....	232
A.12	Position der Last .....	233
A.13	Betriebsdruck .....	234
A.14	Molmasseanteil von Helium an einem Helium-Argon Gasgemisch.....	235
A.15	Resonanzfrequenz .....	236
A.16	Temperatur des heißseitigen Wärmeübertragers.....	237
<b>B</b>	<b>Simulationsergebnisse der akustischen Anpassungsmethoden .....</b>	<b>239</b>
B.1	Stutzen bei der $\frac{3}{4} \lambda$ Position ( $Z_n - \varphi$ ) .....	240
B.2	Stutzen bei der $\frac{1}{4} \lambda$ Position ( $Z_n - \varphi$ ) .....	241
B.3	Kompressibel wirkenden Rohrabschnitt bei der $\frac{3}{4} \lambda$ Position ( $Z_n - \varphi$ ).....	242
B.4	Träge wirkender Rohrabschnitt bei der $\frac{1}{2} \lambda$ Position ( $Z_n - \varphi$ ) .....	243
<b>C</b>	<b>Simulationsergebnisse mehrstufiger Systeme.....</b>	<b>245</b>
C.1	DeltaEC Simulationsmodell.....	245
C.2	Zweistufiges System (symmetrisch) mit kompressiblem Abschnitt ( $Z_n - \varphi$ ) .....	248
C.3	Natürliches dreistufiges System ( $L_{HR} - A_n$ ) .....	249
C.4	Natürliches vierstufiges System ( $L_{HR} - A_n$ ) .....	250
C.5	Natürliches fünfstufiges System ( $L_{HR} - A_n$ ) .....	251
C.6	Dreistufiges System mit 0,40m langem wirksamen Rohrabschnitt ( $Z_n - \varphi$ ) .....	252
C.7	Dreistufiges System mit 0,10m langem wirksamen Rohrabschnitt ( $Z_n - \varphi$ ) .....	253
C.8	Vierstufiges System mit 0,10m langem wirksamen Rohrabschnitt ( $Z_n - \varphi$ ) .....	254
C.9	Fünfstufiges System mit 0,10m langem wirksamen Rohrabschnitt ( $Z_n - \varphi$ ).....	255
C.10	Einstufiges System mit 0,40m langem wirksamen Abschnitt ( $L_{HR} - A_n$ ) .....	256
C.11	Zweistufiges System (symmetrisch) mit 0,40m langem Abschnitt ( $L_{HR} - A_n$ ) .....	257
C.12	Dreistufiges System mit 0,40m langem wirksamen Rohrabschnitt ( $L_{HR} - A_n$ ).....	258
C.13	Dreistufiges System mit Variation der Hohlraumlängen $L_{HR1}$ und $L_{HR2}$ ( $Z_n - \varphi$ ).....	259
C.14	Vierstufiges System mit Variation der Hohlraumlängen $L_{HR1}$ und $L_{HR2}$ ( $Z_n - \varphi$ ).....	260

C.15 Fünfstufiges System mit Variation der Hohlraumlängen $L_{HR1}$ und $L_{HR2}$ ( $Z_n - \varphi$ ) .....	261
<b>D Versuchsstand</b> .....	<b>263</b>
D.1 Wasserseitiger Wärmeübergang im kaltseitigen Wärmeübertrager.....	263
D.2 Kurzbedienungsanleitung .....	265
D.3 Gefährdungsbeurteilung.....	267
<b>E Versuchsdurchführung</b> .....	<b>269</b>
E.1 DeltaEC Simulationsmodell.....	269
E.2 Stutzenparametervariation bei 1 bar im unbelasteten System .....	277
E.3 Stutzenparametervariation bei 1 bar im belasteten System (LP4).....	278
E.4 Stutzenparametervariation bei 20bar im unbelasteten System .....	279
E.5 Stutzenparametervariation bei 20bar im belasteten System (LP4).....	280
E.6 Korrekturparameter für die Variation der Temperatur.....	281
E.7 Korrekturparameter für die Variation der Lastposition und der Halslänge .....	282
E.8 Korrekturparameter für die Variation der Länge der Strömungsdioden.....	284
<b>Literaturverzeichnis</b> .....	<b>287</b>

# Symbolverzeichnis

## Abkürzungen

A	Anfangswert
CAD	Computer Aided Design (rechnergestütztes Konstruieren)
DeltaEC	Design Environment for Low-amplitude Thermoacoustic Energy Conversion
DN	Diamètre Nominal (Nennweite des Innendurchmessers eines Rohres)
E	Endwert
Exp	Experiment
G	Generator
HWÜ	Heißseitiger Wärmeübertrager
KWÜ	Kaltseitiger Wärmeübertrager
KWÜ2	Sekundärer kaltseitiger Wärmeübertrager
LabVIEW	Laboratory Virtual Instrumentation Engineering Workbench
LP	Lastposition
NPT	National Pipe Thread (US-amerikanische Gewindenorm)
PID	Proportional Integral Differential
PN	Pressure Nominal (Nenndruck)
POM	Polyoxymethylen
PTFE	Polytetrafluorethylen
R	Widerstand
REG	Regenerator
S	Schalter
Sim	Simulation
SL	Stutzenlänge
SP	Stutzenposition
VDI	Verein Deutscher Ingenieure
WRV	Wasserreservoir
WÜ	Wärmeübertrager

## Lateinische Buchstaben

$l/R_K$	Leitwert der thermischen Entspannung	$(\text{m}^3/\text{Pa}\cdot\text{s})$
$l/r_K$	Längenspezifischer Leitwert der thermischen Entspannung	$(\text{m}^2/\text{Pa}\cdot\text{s})$
$A$	Fläche, Querschnittsfläche	$(\text{m}^2)$
$A_{\text{Gas}}$	Freie Querschnittsfläche für die Gasschwingung	$(\text{m}^2)$
$A_n$	Flächenverhältnis zwischen Kernabschnitt und Rohrschleife	$(-)$
$b$	Höhe der Rotorblätter	$(\text{m})$
$c$	Schallgeschwindigkeit	$(\text{m/s})$
$c$	Längenspezifische, akustische Nachgiebigkeit/Kompressibilität	$(\text{m}^2/\text{Pa})$
$c_p$	Massenspezifische isobare Wärmekapazität	$(\text{J/kg}\cdot\text{K})$

$C$	Akustische Nachgiebigkeit/Kompressibilität	(m <sup>3</sup> /Pa)
$C_A$	Input-Koeffizient	(-)
$C_F$	Strömungs-Koeffizient	(-)
$C_T$	Drehmoment-Koeffizient	(-)
$d$	Durchmesser	(m)
$d_{Draht}$	Drahtdurchmesser des Drahtgewebes	(m)
$e$	Eulersche Zahl (2,71828...)	(-)
$\dot{E}$	Akustische Leistung	(W)
$f$	Resonanzfrequenz	(Hz)
$f_\kappa$	Thermale thermoakustische Funktion	(-)
$f_v$	Viskose thermoakustische Funktion	(-)
$g$	Längenspezifischer, akustischer Verstärkungsgrad	(-)
$h$	Wärmeübergangskoeffizient	(W/(m <sup>2</sup> ·K))
$i$	Imaginäre Einheit, $\sqrt{-1}$	(-)
$i_G$	Getriebeübersetzung des Generators	(-)
$I_S$	Stromstärke in einem Strang	(A)
$k$	Wärmeleitfähigkeit	(W/m·K)
$K$	Verlustkoeffizient	(-)
$K$	Federkonstante	(kg/s <sup>2</sup> )
$l$	Längenspezifische, akustische Trägheit	(kg/m <sup>5</sup> )
$l$	Länge	(m)
$l_R$	Axiale Sehnenlänge der Rotorblätter	(m)
$L$	Akustische Trägheit	(kg/m <sup>4</sup> )
$L$	Länge	(m)
$m$	Masse	(kg)
$\dot{m}$	Massestrom	(kg/s)
$n$	Anzahl der Stufen	(-)
$n$	Drehzahl	(1/s)
$n_{Draht}$	Maschenzahl des Drahtgewebes	(1/m)
$n_L$	Molmasseanteil von Helium in einem Helium-Argon Gasgemisch	(-)
$N_L$	Lautrec-Zahl ( $r_h/\delta_\kappa$ )	(-)
$Nu$	Nusselt-Zahl	(-)
$p$	Druck	(Pa)
$p_l$	Oszillation des Drucks	(Pa)
$p_G$	Polpaarzahl des Generators	(-)
$p_m$	Mittlerer Betriebsdruck	(Pa)
$P$	Mechanische Leistung	(W)
$Pr$	Prandtl-Zahl	(-)
$Q$	Wärme	(J)
$Q$	Gütefaktor des Helmholtz-Resonators	(-)
$\dot{Q}$	Wärmestrom	(W)
$r$	Radius	(m)
$r_h$	Hydraulischer Radius des Regenerators	(m)

$r_v$	Längenspezifischer viskoser Widerstand	(Pa·s/m <sup>4</sup> )
$R$	Akustischer Widerstand	(Pa·s/m <sup>3</sup> )
$Re$	Reynolds-Zahl	(-)
$R_{el}$	Elektrischer Widerstand	(Ω)
$R_{me}$	Mechanischer Widerstand	(kg/s)
$R_{me,r}$	Mechanischer Widerstand der Schallabstrahlung	(kg/s)
$R_{me,\kappa,v}$	Mechanischer, thermoviskoser Widerstand	(kg/s)
$R_v$	Viskoser Widerstand	(Pa·s/m <sup>3</sup> )
$s$	Entropie	(J/K)
$S$	Kontaktfläche zwischen Gas und Wand	(m <sup>2</sup> )
$t$	Zeit	(s)
$T$	Temperatur	(°C)
$T_o$	Drehmoment	(N·m)
$u$	Schallschnelle	(m/s)
$u_R$	Umfangsgeschwindigkeit des Rotors	(m/s)
$U$	Volumenstrom	(m <sup>3</sup> /s)
$U_I$	Oszillation des Volumenstroms	(m <sup>3</sup> /s)
$U_S$	Elektrische Spannung in einem Strang	(V)
$U_{SS}$	Verkettete, elektrische Spannung zwischen zwei Strängen	(V)
$V$	Volumen	(m <sup>3</sup> )
$\dot{V}$	Volumenstrom der Kühlflüssigkeit	(m <sup>3</sup> /s)
$W$	Arbeit, akustische Volumenänderungsarbeit	(J)
$w$	Strömungsgeschwindigkeit der Kühlflüssigkeit	(m/s)
$x$	Koordinate in Richtung der Wellenausbreitung / Integrationsvariable bezüglich des Simulationsmodells	(m)
$x_{eff}$	Effektive Länge des Wärmeübergangs in Wellenausbreitungsrichtung	(m)
$X$	Abstand von der Regeneratormitte in Richtung der Wellenausbreitung	(m)
$y$	Koordinate senkrecht zur Richtung der Wellenausbreitung	(m)
$y_0$	Hydraulischer Radius der Wärmeübertrager	(m)
$y_{eff}$	Effektive quere Länge des Wärmeübergangs senkrecht zur Richtung der Wellenausbreitung	(m)
$z$	Anzahl der Rotorblätter	(-)
$Z$	Akustische Impedanz	(Pa·s/m <sup>3</sup> )
$Z_c$	Charakteristische Impedanz	(Pa·s/m <sup>3</sup> )
$Z_C$	Akustische Impedanz einer Nachgiebigkeit	(Pa·s/m <sup>3</sup> )
$Z_L$	Akustische Impedanz einer Trägheit	(Pa·s/m <sup>3</sup> )
$Z_{me}$	Mechanische Impedanz	(kg/s)
$Z_n$	Normalisierte Impedanz	(-)

### Griechische Buchstaben

$\alpha$	Kegelwinkel der Strömungsdiode	(°)
$\alpha$	Statorwinkel	(°)
$\alpha_{\kappa,v}$	Thermoviskoser Absorptionskoeffizient	(1/m)

$\beta$	Rotorwinkel	(°)
$\gamma$	Isentropenexponent	(-)
$\delta_k$	Thermische Eindringtiefe	(m)
$\delta_v$	Viskose Eindringtiefe	(m)
$\varepsilon$	Leistungszahl	(-)
$\zeta$	Schallauslenkung	(m)
$\zeta$	$(1,8 \log_{10} Re - 1,5)^{-2}$ (Faktor zur Bestimmung von $Nu$ )	(-)
$\eta$	Wirkungsgrad, meist zwischen der entnommenen akustischen Leistung und dem zugeführten Wärmestrom $\dot{E}_{Last}/\dot{Q}_{HWÜ}$	(-)
$\eta_C$	Carnotwirkungsgrad	(-)
$\eta_{relC}$	Relativer Carnotwirkungsgrad / exergetischer Wirkungsgrad	(-)
$\theta$	Versatz zwischen dem Phasenwinkel der Druckschwingung	(°)
$\kappa$	Temperaturleitfähigkeit	(m <sup>2</sup> /s)
$\lambda$	Wellenlänge	(m)
$\mu$	Dynamische Viskosität	(kg/(m·s))
$\nu$	Kinematische Viskosität	(m <sup>2</sup> /s)
$\pi$	Zahl Pi (3,14159...)	(-)
$\Pi$	Umfang	(m)
$\rho$	Dichte	(kg/m <sup>3</sup> )
$\varphi$	Phasenverschiebung zwischen Druck- und Volumenstromschwingung	(°)
$\varphi_{el}$	Phasenverschiebung zwischen Spannung und Stromstärke	(°)
$\varphi_{\rho U}$	Phasenverschiebung zwischen Dichte- und Volumenstromschwingung	(°)
$\phi$	Porosität	(-)
$\omega$	Kreisfrequenz	(1/s)
$\omega_0$	Resonanzkreisfrequenz	(1/s)

### Subskripte

1	Wert erster Ordnung (gewöhnlich eine komplexe Schwingungsgröße)
2	Wert zweiter Ordnung (gewöhnlich zeitlich gemittelte Größe)
<i>a</i>	In Richtung der Wellenausbreitung vorgelagert
<i>ab</i>	Abfuhr
<i>ak</i>	Akustisch
<i>aus</i>	Austretend
<i>b</i>	In Richtung der Wellenausbreitung nachgelagert
<i>BDT</i>	Bidirektionale Turbine
<i>Draht</i>	Draht des Drahtgewebes
<i>eff</i>	Effektivwert
<i>ein</i>	Eintretend
<i>el</i>	Elektrisch
<i>eng</i>	Enges Ende (mit kleinerem Querschnitt)
<i>exp</i>	Expansion
<i>Gas</i>	Für das Arbeitsgas verfügbar
<i>Gedeon</i>	Gedeon-Strömung (zeitlich gemittelte Strömung)

<i>h</i>	Heiß
<i>HR</i>	Hohlraum im Kernabschnitt
<i>HR1</i>	Hohlraum vor dem Regenerator (in Richtung der Wellenausbreitung)
<i>HR1+2</i>	Summe beider Hohlräume
<i>HR2</i>	Hohlraum hinter dem Regenerator (in Richtung der Wellenausbreitung)
<i>HRes</i>	Helmholtz-Resonator
<i>HWÜ</i>	Heißseitiger Wärmeübertrager
<i>i</i>	Innen
<i>k</i>	Kalt
<i>kon</i>	Kontraktion
<i>KWÜ</i>	Kaltseitiger Wärmeübertrager
<i>Last</i>	Akustische Last
<i>m</i>	Mittelwert, Mitte
<i>max</i>	Maximalwert
<i>me</i>	Mechanisch
<i>min</i>	Minimalwert
<i>MS</i>	Messstelle
<i>r</i>	Abgestrahlt („radiated“)
<i>R</i>	Rotor
<i>REG</i>	Regenerator
<i>RS</i>	Rohrschleife
<i>sys</i>	System
<i>S</i>	Strang
<i>SD</i>	Strömungsdiode
<i>St</i>	Stutzen
<i>t</i>	Tangential
<i>T</i>	Turbine
<i>Ü</i>	Übergang
<i>V</i>	Volumen
<i>Verl</i>	Verlust
<i>W</i>	Wand
<i>weit</i>	Weites Ende (mit größerem Querschnitt)
<i>wirk</i>	Akustisch wirksamer Rohrabschnitt/Element
<i>WÜ</i>	Wärmeübertrager
<i>zu</i>	Zufuhr

### **Operatoren**

$  $	Betrag einer komplexen Zahl (gewöhnlich die Amplitude einer Schwingung)
<i>d</i>	Kleine Differenz
$\text{Im}[ ]$	Imaginärteil einer komplexen Zahl
$\text{Ph}[ ]$	Phase einer komplexen Zahl (Argument)
$\text{Re}[ ]$	Realteil einer komplexen Zahl
$\Delta$	Große Differenz





# 1 Einleitung

Der thermoakustische Effekt beschreibt die wechselseitige Umwandlung von Wärmeenergie in die Schwingungsenergie einer akustischen Schallwelle. Tritt ein Gas in den thermischen Einflussbereich einer axial angrenzenden Wand, kann ein entlang der Wand axial aufgeprägter Temperaturgradient zur Erregung einer akustischen Schwingung führen. Umgekehrt begünstigt eine Schallwelle in unmittelbarer Nähe zur Wand den Aufbau eines Temperaturgradienten entlang der Kontaktfläche. Aus thermodynamischer Sicht basiert der Effekt im Wesentlichen auf den zyklischen, akustisch bedingten Druckänderungen und örtlichen Verschiebungen des Gases. In Wechselwirkung mit Wärmeübertragungen zur Wand wird der Durchlauf eines thermodynamischen Kreisprozesses möglich. Idealerweise kann er den maximalen Carnot-Wirkungsgrad erreichen. Durch seine Reversibilität lässt sich der thermoakustische Effekt sowohl für den Aufbau von Wärmekraftmaschinen (thermoakustischer Motor) wie auch von Kraftwärmemaschinen (thermoakustische Kältemaschine bzw. Wärmepumpe) nutzen [1].

Thermoakustische Maschinen besitzen einen prinzipiell sehr einfachen Aufbau. Neben dem thermoakustischen Kern, bestehend aus zwei Wärmeübertragern und einem zwischenliegenden Regenerator, benötigen sie lediglich einen akustischen Resonator. Die simple Konstruktion kommt ohne bewegliche Teile aus. Ein Aufbau ist mit herkömmlichen Komponenten bzw. Werkstoffen möglich und die Fertigungsanforderungen sind gering. Als Arbeitsmedium lassen sich inerte, umweltfreundliche Gase verwenden. Bei Freisetzung weisen sie kein Treibhaus- und Ozonabbaupotenzial auf. Zudem sind sie nicht giftig, entflammbar oder korrosiv.

Begründet auf dem robusten, kompakten Aufbau sind thermoakustische Motoren potenziell wartungsarm und kostengünstig. Verbunden mit einem hohen Wirkungsgrad sowie der Fähigkeit bereits bei geringen Temperaturdifferenzen Arbeit zu verrichten, besitzen sie Vorteile im Vergleich zu konkurrierenden Technologien. Sie sind einfacher umsetzbar als Dampfkraftprozesse auf Basis des Organic-Rankine-Zyklus und benötigen im Gegensatz zu Stirlingmotoren keine Kolben zur Realisierung der thermodynamischen Zustandsänderungen. Thermoelektrische Generatoren haben zwar einen vorteilhafteren rein statischen Aufbau, erreichen anwendungsnah jedoch nur bei hoher Temperatur einen Systemwirkungsgrad von maximal etwa 6,5% [2], [3].

Ein objektiver Vergleich ist erst nach Berücksichtigung der kompletten Wandlungskette möglich. Der thermoakustische Motor stellt lediglich akustische Leistung zur Verfügung. In Kombination mit einem akustisch-elektrischen Wandler kann hochwertige elektrische Leistung für den Betrieb eines elektrischen Verbrauchers generiert werden. Der Wandler bringt zwar bewegliche Komponenten in das System ein, diese lassen sich aber in thermisch unbeanspruchten Bereichen der Maschine unterbringen.

Das sich aus dem günstigen Verhältnis zwischen geringer Komplexität und hoher Effizienz ergebende Potenzial eines thermoakustisch-elektrischen Wandlers macht dieses Konzept insbesondere für die Raumfahrt interessant. Der Funktionsnachweis mittels eines experimentellen Prototypens [4] führte zu neuartigen Entwicklungsansätzen auch im terrestrischen Bereich.

## 1.1 Motivation

Die Vielzahl günstiger Eigenschaften führt zu einem steigenden Interesse an der Erforschung thermoakustischer Systeme. Sie eröffnen ein Nutzungspotenzial für niedertemperierte Wärmequellen. Diese werden als Folge verbrennungsmotorischer oder industrieller Prozesse bisher oftmals nicht verwertet [5]. Auch Anwendungen im Zusammenhang mit solarthermischen Anlagen sind ein realistisches Szenario [6], [7]. Dennoch ist die Technologie noch nicht ausgereift. Thermoakustische Anlagen befinden sich erst in einer sehr frühen Phase der Vermarktung. Als Nischenprodukt sind sie lediglich im Bereich der Kryotechnik in Form von Pulsrohrkühlern kommerziell vertreten [8].

Ein besonderes globales Forschungsinteresse gilt derzeit mehrstufigen Systemen, in denen meist drei oder vier thermoakustisch wirksame Kerne gleichmäßig in einer Rohrschleife verteilt sind [9]–[14]. Die Rohrschleife bildet einen  $\lambda$ -Resonator, d.h. die sich im System spontan bildende Schallwelle besitzt eine Wellenlänge  $\lambda$ , welche der gesamten Systemlänge entspricht. Wird nur ein thermoakustischer Kern in die Rohrschleife eingesetzt, führen ungewollte akustische Reflexionen zu ungünstigen Bedingungen, die die Effizienz mindern. Mit mehreren Kernen findet hingegen eine akustische Selbstanpassung statt. Die kernspezifisch eingebrachten Störungen gleichen sich gegenseitig aus. Der Prozess kann effizient ablaufen und benötigt in der Folge nur eine geringe Temperaturdifferenz.

Trotz dieser relativ simplen Möglichkeit günstige akustische Bedingungen herzustellen, erhöht sich die Systemkomplexität mit der Stufenanzahl signifikant. Ein einstufiges System besitzt hier Vorteile. Mit Hilfe eines eingebrachten akustischen Elements besteht die Möglichkeit auch im einstufigen Aufbau die akustischen Störungen zu minimieren. Bei dem Element handelt es sich um einen Rohrstutzen, welcher das Gasvolumen der Rohrschleife lokal erhöht. Die akustische Wirkung steht der des Kerns entgegen. Darüber hinaus lassen sich die akustischen Bedingungen sehr gezielt über eine Veränderung des Stutzenvolumens und seiner Anschlussposition einstellen. Eine gezielte Anpassung an sich verändernde Betriebszustände wird möglich. Außerdem ist die Methode weitgehend unabhängig von der Rohrschleifen- und Kerngeometrie anwendbar. Die Funktionsweise eines derartigen Systems und Abhängigkeiten von der Vielzahl konstruktiver Parameter sind bisher nur rudimentär untersucht worden [15]–[18]. Eine ausführliche numerische Parameterstudie mit experimenteller Validation des Simulationsmodells kann die Wirksamkeit der Methode nachweisen.

Gelingt dies, ist im Anschluss ein direkter Vergleich der Leistungsfähigkeit zwischen ein- und mehrstufigen Systemen möglich. Stufenanzahlabhängige Vor- und Nachteile können gegeneinander abgewogen werden. In mehrstufigen Systemen ist das sich einstellende akustische Feld von der Systemgeometrie vorgegeben. Eine betriebsbedingte Anpassung ist nicht möglich. Das im Zusammenhang mit den Untersuchungen am einstufigen Motor erlangte Wissen über akustisch wirksame Elemente lässt sich in abgewandelter Form auf mehrstufige Systeme übertragen. Methoden für geometrieunabhängige Einstellmöglichkeiten der akustischen Bedingungen eröffnen sich.

Eine weitere Herausforderung bei der Entwicklung effizienter, anwendungsnaher Systeme ist ein besseres Verständnis verlustbehafteter konvektiver Gasströmungen. Diese können die Leistungsfähigkeit negativ beeinflussen [19]–[21]. Maßnahmen zur Minderung sind erforderlich. Überdies kann die Verfügbarkeit gleichfalls geeigneter sowie kostengünstiger akustisch-elektrischer Wandler ein wesentliches Hemmnis für die Skalierbarkeit thermoakustischer Systeme darstellen. Möglicherweise bietet sich hierfür mit adaptierten bidirektionalen Turbinen eine Lösung an [22].

## 1.2 Aufbau der Arbeit

Die vorliegende Arbeit widmet sich dem Forschungsziel, das Verständnis der Wirkzusammenhänge in thermoakustischen Motoren mit  $\lambda$ -Resonator auf Systemebene zu erhöhen. Während die Leistungsfähigkeit im Detail von vielzähligen Parametern abhängt, ist die Einstellbarkeit günstiger akustischer Bedingungen im thermoakustischen Kern die Schlüsselgröße für ein hohes Leistungsniveau. Ein Großteil der Schrift beschäftigt sich mit den unterschiedlichen Methoden, welche zu diesem Zweck in ein- und mehrstufigen Systemen angewendet werden können. Die beschriebenen Ergebnisse lassen sich als Grundlage für die zukünftige Entwicklung thermoakustischer Motoren nutzen.

Das Kapitel 2 besitzt einen einleitenden Charakter zum Spezialgebiet der Thermoakustik als Verbindung zwischen Thermodynamik und Akustik. Neben der historischen Entwicklung werden die grundlegenden Funktionsprinzipien erläutert sowie Anwendungsfelder beschrieben. Die dargelegten physikalischen Zusammenhänge stellen die Basis nachfolgender Ausführungen dar.

Kapitel 3 umfasst eine am einstufigen Aufbau durchgeführte numerische Parameterstudie. Sie gibt die Beeinflussbarkeit des akustischen Feldes mittels eines wirksamen Stutzens wieder. Gegenstand der systematischen Studie sind außerdem geometrische Parameter des thermoakustischen Kerns und der Rohrschleife. Prozessparameter wie Betriebstemperatur, Druck, Resonanzfrequenz und Arbeitsgas werden variiert. Abweichungen zwischen idealen Bedingungen auf Komponentenebene und auf Systemebene lassen sich aufzeigen und analysieren. Die wechselseitige Wirkung zwischen einer akustischen Last und dem akustischen Feld des Motors wird beleuchtet und in Form von Kopplungsmechanismen ausgewertet. Der Umfang der durchgeführten Studien lässt neuartige, das Gesamtsystem betreffende Schlussfolgerungen zu.

Neben der Verwendung eines Stutzens zur Anpassung der akustischen Bedingungen bestehen weitere Alternativen. Ein ähnlicher Effekt kann mittels einer lokalen Weitung oder Verengung der Rohrschleife erzielt werden. Die zur Verfügung stehenden Methoden werden in Kapitel 4 beschrieben und analysiert. Auf Basis von Simulationsergebnissen ist ein direkter Vergleich aller Varianten bei gleichen Betriebsbedingungen möglich. Die konkrete Gegenüberstellung ermöglicht tiefere Einblicke in bestehende Abhängigkeiten als bisher. In dieser Form kann eine neuerliche Bewertung der Vor- und Nachteile etwaiger Methoden erfolgen.

Nachdem einstufige Systeme umfassend beschrieben wurden, befasst sich Kapitel 5 mit mehrstufigen Aufbauten. Die von der Stufenanzahl abhängige stufenspezifische Leistungsfähigkeit wird bei ähnlichen Betriebsbedingungen miteinander verglichen. Dabei werden geometrische Restriktionen mehrstufiger Motoren deutlich und erstmals ausführlich analysiert. Innovative Methoden zur Minderung dieser können aufgezeigt werden. Die Untersuchung trägt zu einer objektiven Beurteilung der Vor- und Nachteile mehrstufiger Systeme im Vergleich zu einstufigen bei.

Mit Auswertung der numerischen Ergebnisse lassen sich bereits wesentliche Kernaussagen treffen. Eine experimentelle Validierung der verwendeten Simulationsmodelle steht hingegen noch aus. Zu diesem Zweck wird in Kapitel 6 die Neuentwicklung eines Versuchsstandes beschrieben, dessen Herzstück ein thermoakustischer Motor mit  $\lambda$ -Resonator und Stutzen ist. Auslegung, Entwurf und Aufbau der benötigten Subsysteme werden erläutert. Darüber hinaus wird eine neuartige Strömungs-

diode zur Begrenzung konvektiver Verluste vorgestellt sowie auf die Entwicklung eines funktionsfähigen Prototyps einer bidirektionalen Turbine eingegangen.

In Kapitel 7 werden die Versuchsergebnisse ausgewertet und zum Abgleich des Simulationsmodells genutzt. Die durchgeführten Versuche decken eine Variation der Stutzenparameter für vielzählige Prozessbedingungen ab. Der Einfluss akustischer Leistungs- und thermischer Konvektionsverluste wird analysiert. Auf dieser Basis kann die Anwendung einer neuartigen Methode zum Abgleich experimenteller und numerischer Ergebnisse beschrieben werden. Des Weiteren werden Abhängigkeiten im Zusammenhang mit einer akustischen Lastentnahme aufgezeigt. Die Betriebsfähigkeit einer bidirektionalen Turbine zur akustisch-elektrischen Wandlung wird erstmals in einem einstufigen thermoakustischen Motor nachgewiesen. Sie führen zur Erstellung rudimentärer Kennfelder in Abhängigkeit der Belastung. Abschließend gibt Kapitel 8 eine Zusammenfassung der Arbeit sowie einen Ausblick hinsichtlich zukünftiger Herausforderungen und Entwicklungsschritte.

## 2 Thermoakustik

Dieses Kapitel gibt eine kurze Einführung in den Forschungsbereich der Thermoakustik. Ausgehend von der geschichtlichen Entwicklung wird der thermoakustische Effekt als solcher beschrieben und eingeordnet. Die Funktionsprinzipien werden erklärt und ein Überblick zu praktischen Umsetzungen gegeben. Anschließend wird auf mögliche Einsatzfelder mit konkreten Anwendungen eingegangen.

### 2.1 Geschichtlicher Hintergrund

Als Teil der klassischen Physik entwickelte sich im 19. Jahrhundert ein tiefgreifendes Verständnis für die Thermodynamik und Akustik. Die Wechselwirkung zwischen den beiden Teildisziplinen wurde bereits zu dieser Zeit erkannt, war experimentell reproduzierbar und konnte auf Basis von Thermodynamik und Fluidodynamik zumindest qualitativ beschrieben werden [23]. Ein grundlegendes quantitatives Verständnis mit expliziten Berechnungsmöglichkeiten wurde jedoch erst in der zweiten Hälfte des 20. Jahrhunderts erlangt. Es ebnete den Weg für die bis heute andauernde Entwicklung einer Vielzahl praktischer Applikationen im Bereich der Wärmekraft- und Kältemaschinen.

#### 2.1.1 Frühe Entwicklung

Die Auswirkungen thermoakustischer Phänomene wurden vermutlich erstmals von Glasbläsern beim Aufblasen einer Glaskugel mit einer Glasbläserlampe wahrgenommen. Die lokal erhitzte Kugel führte unter Umständen zur Entstehung eines summenden Tones [24]. Avent und Bowen [25] vermuten daher, dass die Phönizier bereits um 50 v. Chr. im heutigen Libanon und Israel dem Effekt begegnet sein müssen. Eine neuzeitliche Beschreibung erfolgte erst wieder im ausgehenden 18. Jahrhundert und führte in der Folgezeit zur Entdeckung von drei primitiven, voneinander zu unterscheidenden thermoakustischen Apparaten. Diese sind die sogenannte *singende Flamme*, das Sondhauss-Rohr und das Rijke-Rohr, schematisch dargestellt in Abb. 2.1. Die Entstehungsgeschichte soll im Folgenden kurz erläutert werden.

##### Singende Flamme

Higgins entdeckte 1777 bei Experimenten mit Wasserstoff eher zufällig, dass eine Wasserstoffflamme bestimmter Größe beim Einführen in ein umgedrehtes gläsernes Gefäß oder eine geschlossene Röhre zur Erzeugung eines Tones führte. Dieser ließ sich über Durchmesser, Länge und Dicke des Gefäßes ändern. Ähnliches war auch bei Nutzung eines beidseitig geöffneten Rohres zu vernehmen. Higgins veröffentlichte seine Entdeckung erst 1802 [26], jedoch wurde der Versuch als Teil von Experimentalvorlesungen bereits vorher populär und verbreitete sich als akustischer Effekt der *singenden Flamme* [27]. So wurde er beispielsweise bereits 1787 von de Luc [28] beschrieben und auch Puschkin [29] hat 1795 darüber berichtet. Letzterer prägte vermutlich als erster den Begriff *chemische Harmonika* und stellte die musikalische Qualität der Versuchsanordnung in den Vordergrund. Weitere Experimente

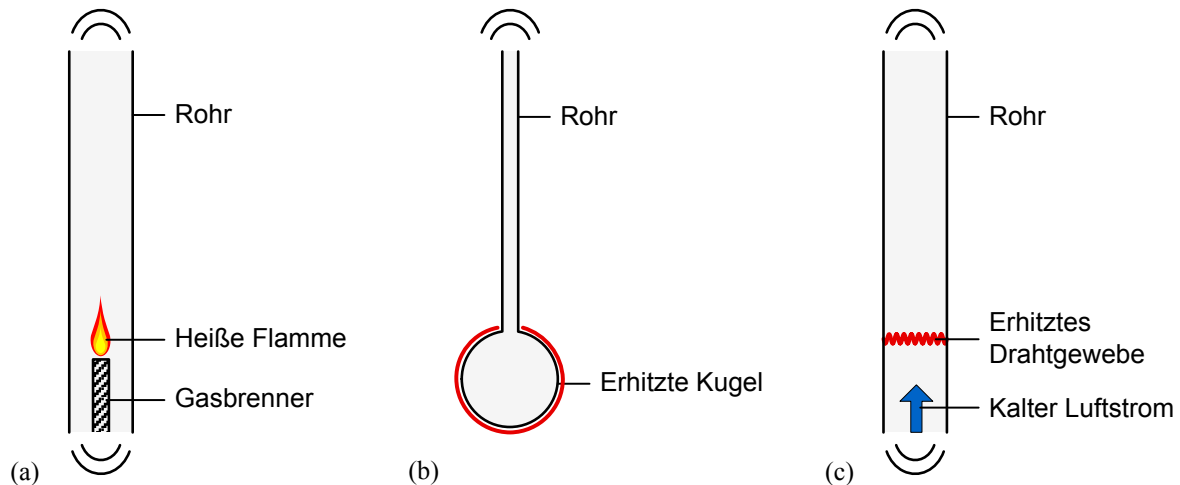
wurden bereits vor 1802 von Brugnatelli und Pictet durchgeführt. Sie verwendeten ein beidseitig offenes Rohr aus klangvollen Materialien wie Glas, Metall oder Holz. Mit Hilfe einer Wasserstoffflamme generierten sie ebenfalls einen kräftigen Ton, welcher gleich dem Grundton ist, den das Rohr als offene Orgelpfeife gibt. Sie bestätigten, dass sich der Ton durch verschiedene Rohrlängen, -formen und -materialien sowie durch die Position der Flamme verändern ließ. Delarive veröffentlichte diese Ergebnisse [30] und schlussfolgerte bereits, dass die hohe Verbrennungstemperatur, der starke Wärmeeintrag der Wasserstoffflamme und die unterschiedliche Temperaturverteilung innerhalb des Rohres ausschlaggebend für ein Ertönen sind. Als Ursache der Tonbildung vermutete Delarive die periodische Erwärmung (Expansion) und Abkühlung (Kompression) von Wasserdampf in unmittelbarer Flammennähe. Jener Zyklus wurde durch die konvektive Zufuhr kalter Luft aufrechterhalten und regte die Eigenfrequenz der Luftsäule an. 1818 beschäftigte sich auch Faraday mit dem Phänomen der beidseitig offenen singenden Röhre und erkannte Schwachstellen in der bisherigen Erklärung [31]. Er zeigte, dass Wasserdampf keine notwendige Voraussetzung für das Erklingen war und machte seinerseits die periodische Explosion der Flamme in Folge des Luftzuges durch das Rohr für die Tonbildung verantwortlich.

### Sondhauss-Rohr

Delarive [30] veröffentlichte 1802 auch Ergebnisse zu Experimenten mit einseitig geschlossenen Röhren. Hier muss das geschlossene Ende eine kugelförmige Aufweitung besitzen – ähnlich wie bei den Glasbläsern. Bei der äußeren Erhitzung der Kugel kam es ebenfalls zur Erzeugung eines Tones, der allerdings schwächer und kurzweiliger war als bei den beidseitig offenen, singenden Röhren. Eine abschließende Erklärung für dieses Phänomen blieb jedoch aus. Pinaud machte 1838 die Verdampfung und Kondensation von Wasserdampf für die Tonentstehung verantwortlich [32]. Hingegen fand Marx 1841 den periodischen Ein- und Austritt kalter und warmer Luft am offenen Röhrenende für ursächlich [33]. Angeregt von den gegensätzlichen Erklärungsversuchen führte Sondhauss 1850 eine Vielzahl von eigenen Versuchen mit geometrischen und thermischen Variationen durch [24]. Als Grund der Tonentstehung konstatierte er folgenden Zyklus, der die Resonanzfrequenz der Kugelhöhle anregt: In der Kugel erhitzte Luft dehnt sich aus und tritt dabei in das kältere Rohr über, dort kühlt sie sich ab und zieht sich in Folge dessen wieder zusammen, wobei sie zurück in die Kugel gesogen wird und der Prozess von neuem beginnt.

### Rijke-Rohr

Rijke fand 1859 eine neuartige Methode, Töne in einem beidseitig geöffneten Rohr anzuregen [34]. Abweichend vom Apparat der singenden Röhre nutzte er anstelle der direkten Flamme ein stark erhitztes Drahtgewebe. Ist dies in der unteren Hälfte der Röhre platziert, wird eine laute Tonbildung deutlich. Er erklärte, dass sich die im Rohr konvektiv aufsteigende Luft im Bereich des Gewebes erhitzt und dabei ausdehnt. Anschließend kühlt sich der Luftstrom durch Kontakt mit der Rohrwand wieder ab und zieht sich dabei zusammen. Die aufeinanderfolgende Expansion und Kompression wurde von ihm als Ursache für die Schallentstehung verantwortlich gemacht. Ergänzend zu Rijke's Entdeckung fanden Bosscha [34] und Riess [35] ebenfalls 1859 heraus, dass es auch zu einer Tonbildung kommen kann, wenn das Drahtgewebe in der oberen Hälfte der Röhre eingesetzt wird. Hierfür muss der Draht allerdings kalt sein und der von unten kommende Luftstrom heiß.



**Abbildung 2.1:** Schematische Darstellung der ersten thermoakustischen Apparate: (a) Higgins' *singende Flamme*, (b) Sondhauss-Rohr und (c) Rijke-Rohr.

Kirchhoff [36] stellte 1868 grundlegende theoretische Untersuchungen über den Einfluss von Wärme auf die Schallbewegung an. Eine zutreffende qualitative Beschreibung der thermoakustischen Effekte, die für das Ertönen von Higgins' *singender Flamme*, Sondhauss-Rohr und Rijke-Rohr verantwortlich sind, gelang Rayleigh [37] schließlich im Jahr 1878. Er erkannte, dass eine akustische Schwingung angeregt oder verstärkt wird, wenn im Moment der Verdichtung ein Wärmeeintrag erfolgt und zur Zeit der Entspannung ein Wärmeentzug stattfindet. Das Rayleigh-Kriterium enthält zwar keine genaue Erklärung wie die Schwingung entsteht, beschreibt aber korrekt wie sie sich verstärkt und aufrechterhalten wird. Es ist die Grundlage aller thermoakustischen Prozesse und erlaubt nun eine klare Unterscheidung zwischen den von Higgins, Sondhauss und Rijke beobachteten Phänomenen, die sich zwar in ihren Randbedingungen und der Energiezufuhr unterscheiden, aber alle in der Lage sind eine Eigenschwingung durch Rückkopplungen zwischen einer Luftsäule und einer Wärmequelle aufzubauen.

Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass die Sondhauss-Schwingungen in einer einseitig geschlossenen Kugelröhre entstehen können, wenn die Kugel am geschlossenen Ende intern oder extern erhitzt wird und dabei keine einseitig gerichtete Durchströmung des Rohres erfolgt. Die Rijke-Schwingung wird hingegen bei gerichteter Durchströmung eines Rohres begünstigt, wenn in der stromaufwärts liegenden Rohrhälfte ein erhitztes Gewebe eingebracht wird. Die Funktionsweise des Sondhauss-Rohres erklärt sich wie folgt: Schwingt die Luftsäule im Rohr, so führt sie eine oszillierende Bewegung zwischen der erhitzten Kugel (nach innen gerichtet) und dem kalten Rohr (nach außen gerichtet) aus. Während der nach innen gerichteten Bewegung findet eine Kompression statt, an dessen Ende Wärme von der heißen Kugel aufgenommen wird. Bei der rückwärtigen Bewegung expandiert das Gas entsprechend der akustischen Welle. Im Zeitpunkt des größten Ausschlags und der größten Expansion gibt sie Wärme an die kältere Rohrwand ab. Das Rayleigh-Kriterium ist erfüllt, die Schwingung verstärkt sich. Beim Rijke-Rohr ist von einer überlagerten Bewegung zwischen einem nach oben gerichteten stationären Luftstrom und der oszillierenden Schallwellenbewegung auszugehen. Die Luft, welche sich oberhalb des Drahtgewebes befindet, wurde bereits durch eben dieses erhitzt und trägt nicht zum thermoakustischen Effekt bei. Kalte Luft, die unten in die äußere Öffnung nachströmt, wird durch die Schallwelle nach innen gehend komprimiert und nach außen gehend entspannt. Tritt nun eine kleine Menge Luft während der größten Kompression in Kontakt mit dem heißen Drahtgewebe, erwärmt sie sich schlagartig. Auch hier wird das Rayleigh-Kriterium erfüllt. Die *singende Röhre* von

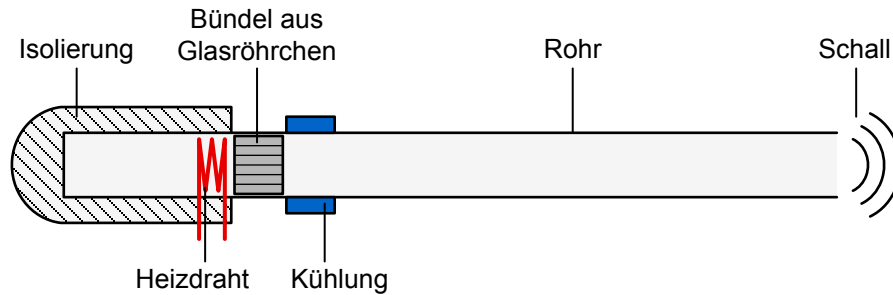
Rijke funktioniert ähnlich, wobei es dort zu überlagerten Phänomenen im Zusammenhang mit der Flamme und dem Brennerrohr der Gaszufuhr kommen kann. Eine detailliertere Erklärung zu allen drei Effekten ist bei Rayleigh [37] zu finden.

### 2.1.2 Moderne Entwicklung

In der Folgezeit beschäftigten sich viele weitere Forscher mit der genaueren Analyse des Sondhauss- und Rijke-Rohres. Ein ausführlicher Review verfügbarer Literatur bis in die 60er Jahre des vergangenen Jahrhunderts wurde durch Feldman [38], [39] durchgeführt. Bezüglich des Rijke-Rohres stellte er fest, dass die genauen Mechanismen der Wärmeübertragung zur Erzeugung einer starken Schwingung noch immer nicht vollständig geklärt sind [38]. Derweil wurden Rijke-Schwingungen als ungewolltes Nebenprodukt in industriellen Anlagen beobachtet, die als störend bis schadhaft wahrgenommen wurden. Beispiele hierfür sind Gasöfen, Ölbrenner oder Raketenbrennkammern. Eine Weiterentwicklung hin zu praktischen Anwendungen blieb allerdings aus.

Im Gegensatz hierzu kam es zu relevanten Fortschritten in der qualitativen Erklärung der thermoakustischen Übertragungsmechanismen von Sondhauss-Schwingungen [39]. Durch Nutzung der hydrodynamischen Fundamentalgleichungen für Masse, Impuls und Energie zeigte Trilling 1955, wie Schallwellen durch einfaches Erhitzen der Grenzschicht eines Gases entstehen können [40]. Die Erhöhung der Grenzschichttemperatur verursacht hierbei eine lokale Expansion des Gases. Chu [41] leitete ebenfalls 1955 eine lineare Näherungsgleichung her, die die Druckwellenausbreitung bei Freisetzung einer definierten Wärmemenge in einem Rohrabschnitt beschreibt. Er verweist hierbei auf die Analogie zu einer Kolbenbewegung. Diese Annahme beschreibt er als *Reduktionstheorem*, weil das Problem der Druckwellenentstehung durch einen Wärmeeintrag auf das Problem einer Kolbenbewegung reduziert werden kann. Für das Gas innerhalb eines Rohres ist es demnach nebensächlich, ob es von einer Schallwelle beeinflusst wird oder von zwei beidseitig des Rohres abschließenden mechanischen Kolben, die sich wie ein Feder-Masse-System verhalten. Das gesteigerte Verständnis mündete in den Bau optimierter Sondhauss-Röhren. In der Gruppe um Feldmann [39] wurden wesentliche Neuerungen eingeführt, die die Leistungsfähigkeit deutlich steigerten. Hierzu zählen unter anderem der Verzicht auf die kugelige Aufweitung eines Rohrendes und die direkte Nutzung von Wärmeübertragern in Form von Heizdrähten und Drahtgewebe. Sie zeigten außerdem, dass Konstruktionen mit beidseitig offenen oder geschlossenen Rohren umsetzbar waren. Als womöglich bedeutendste Neuerung implementierten sie ein an den Heizdraht angrenzendes Bündel kleiner Glasröhrchen, entlang derer sich analog zur Rohrwand ein Temperaturgradient einstellte. Das Bündel vergrößerte die thermoakustisch wirksame Kontaktfläche zwischen Gas und Wand, fungierte als thermischer Regenerator und gleichzeitig Isolator und half bei der Einstellung prozessgünstiger akustischer Bedingungen. Darüber hinaus wiesen sie auf die Ähnlichkeiten zu einer regenerativen Wärmekraftmaschine hin, in der Wärmeenergie in mechanische Energie umgewandelt werden kann. Daher schlugen sie die Verwendung eines Sondhauss-Rohres für den Betrieb elektrodynamischer oder elektrostatischer Generatoren vor. Die von ihnen durchgeführte und in Abb. 2.2 gezeigte Weiterentwicklung des Sondhauss-Rohres weist bereits alle Komponenten moderner thermoakustischer Energiewandler auf.





**Abbildung 2.2:** Weiterentwicklung der Sondhauss-Röhre nach Feldmann et al. [39]

Eine zusätzliche Motivation zur allgemeinen Erklärung thermoakustischer Prozesse kam aus dem kryogenen Bereich, wo sogenannte *Taconis-Schwingungen* beobachtet wurden. Sie entstehen spontan, wenn ein gasgefülltes Rohr einseitig auf kryogene Temperatur abkühlt wird. Die Analogie zur Sondhauss-Schwingung ist offensichtlich. Da sie einen hohen Wärmeeintrag in das kryogene Reservoir bewirken, ist ihre Unterdrückung wünschenswert. Taconis entdeckte sie 1949, als er flüssiges Helium mit einem offenen Rohr umrührte und es in Folge dessen zu einer Tonentwicklung kam [42].

Rott entwickelte ab 1969 in einer Reihe aufeinanderfolgender Artikel die nach ihm benannte Rott'sche Wellengleichung [43]–[46]. Mit ihr wurde eine allgemeine Berechnung thermoakustischer Prozesse, die bei der Ausbreitung einer Schallwalle entlang einer Kontaktfläche mit inhomogener Temperaturverteilung auftreten, ermöglicht. Er fasste diese Erkenntnisse 1980 in einem ersten umfassenden Werk zur Thermoakustik zusammen [47]. Rott's Theorie wurde anschließend von Yazaki et al. experimentell bestätigt [48] und ermöglichte die sprunghafte Entwicklung praktischer Anwendungen. Sie wurde in der Folgezeit besonders am Los Alamos National Laboratory durch Wheatley, Hofter und Swift mit dem experimentellen Bau thermoakustischer Wärmekraft- und Kältemaschinen vorangetrieben [49].

Da sich die Sondhauss-Schwingung stets in einem offenen oder geschlossenen Rohr ausbildet, liegt die akustische Welle innerhalb dieses Rohres fast ausschließlich als stehende Welle vor, in der Druck und Bewegung stets phasengleich schwingen. Ceperley erkannte 1979, dass die zeitlich phasenverschobene Druck- und Bewegungsschwingung in einem Stirlingmotor die gleiche ist wie in einer akustischen Wanderwelle [50], [51]. Ausgehend von der Entdeckung entstand ein neuartiger Typus thermoakustischer Maschinen, deren Funktionalität erstmals 1998 durch Yazaki et al. bestätigt wurde [52]. Den Durchbruch bezüglich Leistungsfähigkeit und Effizienz erlangten schließlich Backhaus und Swift im Jahr 1999. Mit ihrem Maschinentyp wiesen sie einen thermoakustischen Wirkungsgrad nach, der erstmals mit denen anderer Wärmekraftmaschinen vergleichbar war [53]. De Blok schlug 2001 eine Variation dieses Typs vor, bei der die akustischen Bedingungen über eine Bypass-Anordnung optimiert wurden [54]. Im Jahr 2010 erweiterte er das praktische Anwendungsfeld thermoakustischer Maschinen auf ein deutlich geringeres Temperaturniveau und zeigte damit, dass sie sich auch für die Nutzung niedertemperierter Abwärme mit einer verwertbaren Temperaturdifferenz von 150°C eignen [55]. Ein wesentlicher Anteil des in den vergangenen 15 Jahren stark gestiegenen Forschungsinteresses zur Thermoakustik lässt sich auf die Veröffentlichung der ausführlichen Monografie von Swift [1] zurückführen. Darüber hinaus erleichterte die Verfügbarkeit des Simulationsprogramms DeltaE [56] und seiner Weiterentwicklung DeltaEC [57] den Entwurfsprozess entscheidend.

## 2.2 Funktionsprinzip

Das Funktionsprinzip thermoakustischer Maschinen beruht auf dem reversiblen Durchgang thermodynamischer Kreisprozesse. Sie lassen sich auf zwei unterschiedliche Weisen klassifizieren: (I) nach der Richtung der Energieübertragung zwischen Wärme und akustischer Energie oder (II) nach der Art der durchlaufenen Zustandsänderungen, d.h. welcher konkrete Vergleichsprozess zugrunde gelegt wird. Nachfolgend soll die Funktion thermoakustischer Maschinen zunächst aus lagrangescher Sichtweise beschrieben werden – durch Betrachtung der Zustandsänderungen für ein spezielles Gasteilchen.

### 2.2.1 Richtung der Energieübertragung

Die erste Variante lässt sich anhand des in Abb. 2.3 dargestellten Energieflusses zwischen zwei Wärmereservoirs veranschaulichen. Als Wärmereservoir wird eine isotherme Wärmequelle bzw. Wärmesenke definiert. In Abb. 2.3(a) ist eine Wärmekraftmaschine zu sehen. Diese verrichtet akustische Volumenänderungsarbeit  $W$ , indem sie Wärme  $Q_h$  von einer Wärmequelle höherer Temperatur  $T_h$  aufnimmt und Abwärme  $Q_k$  an eine Wärmesenke niedrigerer Temperatur  $T_k$  abgibt. Bei der in Abb. 2.3(b) dargestellten Kältemaschine ist es umgekehrt. Sie benötigt akustische Arbeit  $W$ , um dem Wärmereservoir niedriger Temperatur  $T_k$  zusätzliche Wärme  $Q_k$  zu entziehen und Abwärme  $Q_h$  dem Reservoir hoher Temperatur  $T_h$  zuzuführen.

Unter der zutreffenden Annahme, dass es sich bei beiden Maschinen um ein abgeschlossenes System im Gleichgewichtszustand handelt, lässt sich der erste Hauptsatz der Thermodynamik vereinfachen. Die Energiebilanz für die von einer Wärmekraftmaschine geleistete Arbeit ergibt sich dann zu [1]:

$$W = Q_h - Q_k \quad (2.1)$$

und die aufgebrauchte Kühlwärme einer Kältemaschine zu:

$$Q_k = Q_h - W. \quad (2.2)$$

Der Wirkungsgrad  $\eta$  der Wärmekraftmaschine kann über das Verhältnis von verrichteter akustischer Arbeit zur zugeführten Wärme ausgedrückt werden:

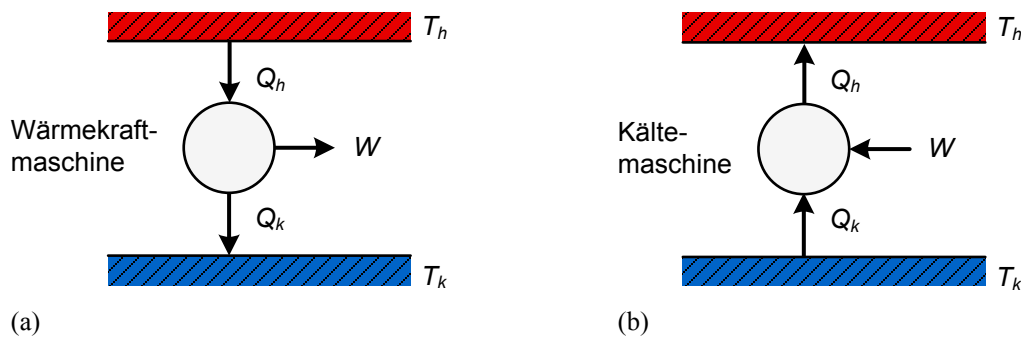
$$\eta = \frac{W}{Q_h} \leq \eta_C \quad (2.3)$$

mit dem thermodynamisch begrenzenden Carnotwirkungsgrad  $\eta_C$ :

$$\eta_C = \frac{T_h - T_k}{T_h}. \quad (2.4)$$

Hierzu ähnlich kann die für Kältemaschinen verwendete Leistungszahl  $\varepsilon$  aus dem Verhältnis zwischen der Menge des Wärmeentzugs zu der hierfür benötigten akustischen Arbeit bestimmt werden:

$$\varepsilon = \frac{Q_k}{W} \leq \frac{1}{\eta_C}. \quad (2.5)$$



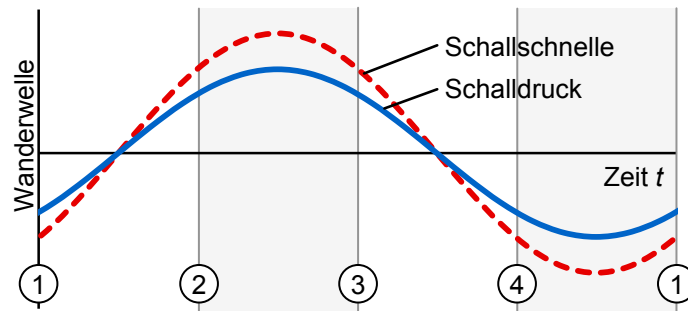
**Abbildung 2.3:** Darstellung des Energieflusses und der Wärmereservoirs bei (a) einer Wärmekraftmaschine und (b) einer Kältemaschine [1]

## 2.2.2 Thermodynamischer Vergleichsprozess

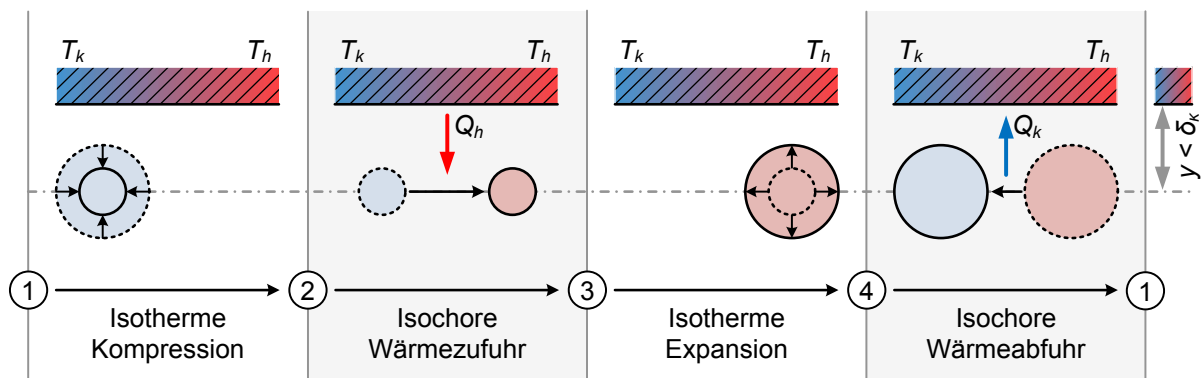
Thermoakustische Maschinen lassen sich außerdem über den zugrunde liegenden thermodynamischen Vergleichsprozess in zwei Klassen einteilen. Diese beruhen akustisch entweder auf einer Wanderwelle oder einer stehenden Welle. Bei einer Wanderwelle ist die Schwankung von Druck und Schallschnelle phasengleich. Jene Charakteristik kann genutzt werden, um eine Reihe reversibler Zustandsänderungen am Gas zu erzeugen, die idealerweise denen eines Stirling-Kreisprozesses entsprechen. Im Gegensatz dazu erfolgt die Schwingung von Druck und Schnelle in einer stehenden Welle mit Phasenversatz. Die ablaufenden Zustandsänderungen lassen sich hier mit dem idealen Joule-Kreisprozess beschreiben. Beide Kreisprozesse können entweder rechtsläufig als Wärmekraftmaschine oder linksläufig als Kältemaschine durchlaufen werden. Die nachfolgende Erläuterung wird am Beispiel einer Wärmekraftmaschine vollzogen, ist jedoch im umgekehrten Sinn auf Kältemaschinen übertragbar.

### 2.2.2.1 Stirling-Kreisprozess auf Basis einer Wanderwelle

Schall breitet sich im gasgefüllten Raum in Form einer wandernden Longitudinalwelle aus, die entlang der Ausbreitungsrichtung schwingt. Gleiches gilt für die Schallausbreitung in einem Kanal oder Rohr. Eine Beschreibung der Schallwelle ist über die Schallschnelle und den Schalldruck möglich. Die Schallschnelle ist die momentane Geschwindigkeit eines Gasteilchens, mit welcher es um seine Ruhelage schwingt. Analog hierzu definiert sich der Schalldruck als momentaner Wechseldruck um den mittleren statischen Umgebungsdruck. Abbildung 2.4 zeigt eine Wanderwelle in Form der Oszillation von Schallschnelle und Schalldruck für die Dauer einer Periode. Wellenberg, Wellental und Ruhelagendurchgang treten exakt zum selben Zeitpunkt auf, d.h. beide Größen schwingen phasengleich. Die Schwingung lässt sich in vier diskrete Phasen unterteilen, die entweder die Position oder den Druck des betrachteten Gasteilchens verändern: einer ortsgleichen adiabaten Kompression (1–2), einer Verschiebung in positive Richtung (2–3), einer ortsgleichen adiabaten Entspannung (3–4) und einer Verschiebung in negative Richtung zurück zum Ausgangszustand (4–1). Anschließend wiederholt sich der Zyklus. Die Zustandsänderungen verlaufen adiabatisch reversibel und sind isentrop.



**Abbildung 2.4:** Schwankung von Schallschnelle und Schalldruck um die Ruhelage bzw. den Umgebungsdruck in einer akustischen Wanderwelle; die Ziffern markieren Start- und Zielpunkte der zeitdiskreten Zustandsänderungen: Kompression (1–2), Verschiebung (2–3), Entspannung (3–4) und Rückverschiebung (4–1)

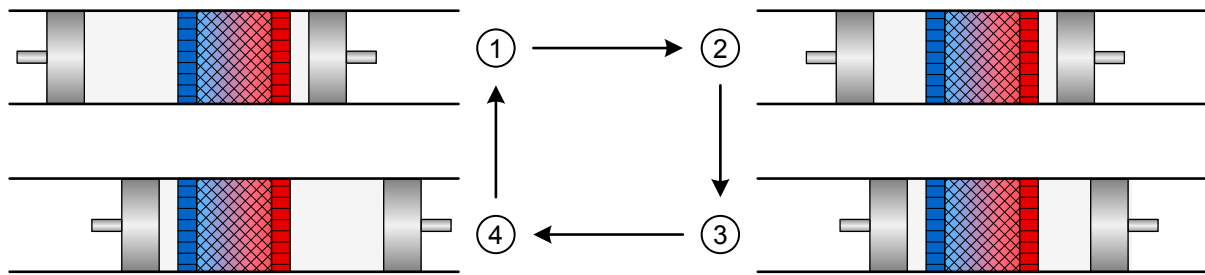


**Abbildung 2.5:** Zustandsänderungen eines Gasteilchens durch Interaktion einer Wanderwelle mit einer sich graduell erwärmenden Wand bei einem Abstand zwischen Wand und Gasteilchen  $y < \delta_\kappa$

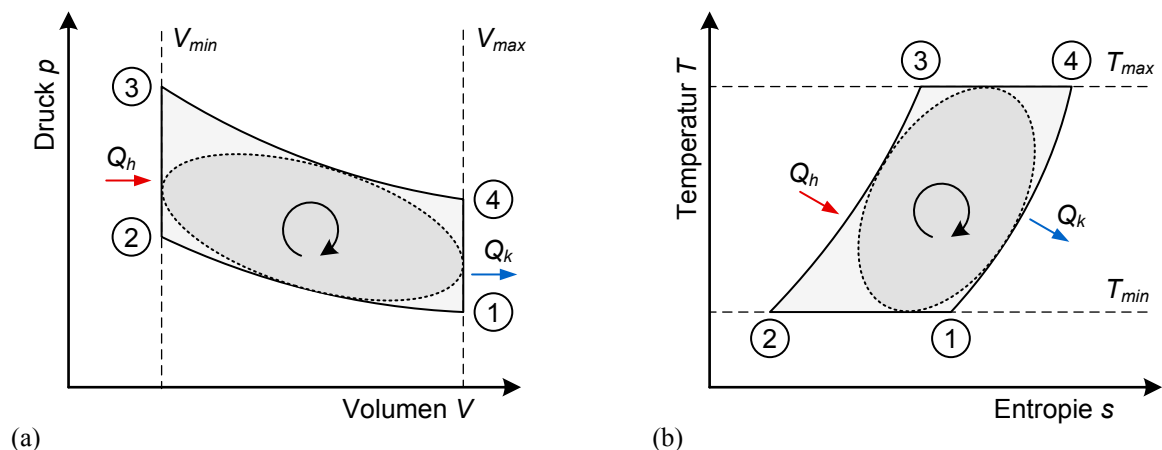
In der Abb. 2.5 ist die Interaktion einer derartigen Wanderwelle mit einer Wand dargestellt. Entlang der Wand ist ein Temperaturgradient aufgeprägt, der links mit der kaltseitigen Temperatur  $T_k$  beginnt und rechts mit der heißseitigen Temperatur  $T_h$  abschließt. Der Gradient führt zu einem Temperaturanstieg in positiver Bewegungsrichtung des angrenzenden Gasteilchens. Die Wand selbst ist isotherm, ändert also ihre Temperatur auch bei Wärmeaustausch nicht. Der Abstand zwischen Wand und dem betrachteten Gasteilchen  $y$  ist so gewählt, dass er deutlich kleiner als die thermische Eindringtiefe  $\delta_\kappa$  des Gases ist. Dies bedeutet, dass das Teilchen zu jeder Zeit annähernd dieselbe Temperatur aufweist wie die angrenzende Wand, die Temperatur somit ausschließlich positionsabhängig ist. In der Folge werden die Zustandsänderungen der Wanderwelle beeinflusst. Sie unterliegen nun folgendem Zyklus:

- (1–2) isotherme Kompression (*Kompressionswärme* wird an die Wand abgegeben),
- (2–3) isochore Wärmezufuhr (während der Bewegung zur heißen Seite folgt die Temperatur des Gasteilchens der Temperatur der Wand durch Erwärmung  $Q_h$ ),
- (3–4) isotherme Expansion (*Expansionskälte* wird durch Wärmezufuhr von der Wand ausgeglichen),
- (4–1) isochore Wärmeabfuhr (während der rückführenden Bewegung zur kalten Seite folgt die Temperatur des Gasteilchens der Temperatur der Wand durch Abkühlung  $Q_k$ ).

Die Abfolge der Zustandsänderungen entspricht in wesentlichen Teilen denen eines Stirlingmotors mit Regenerator (Abb. 2.6) bei dem die zyklische Kompression, Verschiebung, Expansion und Rückverschiebung des Gases mit mechanischen Kolben erzielt wird und nicht mit einer Schallwelle [50].



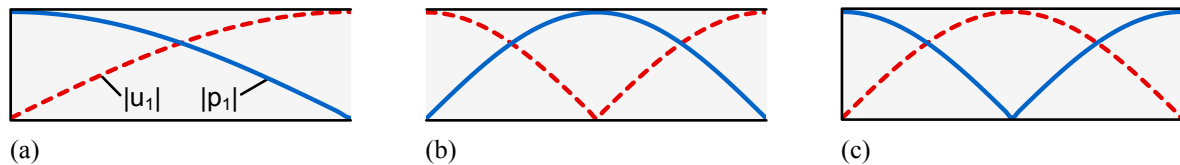
**Abbildung 2.6:** Durch Kolbenbewegung verursachte Zustandsänderungen in einem regenerativen Stirlingmotor bestehend aus Kompression (1–2), Verschiebung (2–3), Entspannung (3–4) und Rückverschiebung (4–1)



**Abbildung 2.7:** Zustandsänderungen im Stirling-Kreisprozess dargestellt im (a) Druck-Volumen Diagramm und (b) Temperatur-Entropie Diagramm, die gepunktete Linie markiert den realen Prozess

Thermodynamisch liegt beiden Zyklen der ideale Stirling-Kreisprozess zugrunde [58]. Abbildung 2.7 zeigt diesen im Druck-Volumen Diagramm (a) und im Temperatur-Entropie Diagramm (b). Im ersten sind deutlich die beiden isochoren Zustandsänderungen infolge der Verschiebung ersichtlich und im letzteren die beiden isothermen Zustandsänderungen durch die Kompression und Expansion bei idealem thermischem Kontakt zur Wand. Der Prozess ist rechtsläufig, womit die in Abb. 2.7(a) eingeschlossene Fläche der Volumenänderungsarbeit entspricht und somit der freigesetzten akustischen Energie. Dunkelgrau hinterlegt ist der real ablaufende Zyklus, welcher wegen der tatsächlich kontinuierlich stattfindenden Änderung von Schalldruck und Schallschnelle vom idealen Zyklus abweicht. Bei Umkehrung des Temperaturgradienten entlang der Wand wäre der Prozess linksläufig und die umschlossene Fläche würde der in einer Kältemaschine benötigten akustischen Energie entsprechen.

Die für den idealen thermischen Kontakt zwischen einer Wand und dem Arbeitsgas verantwortliche Komponente wird als Regenerator bezeichnet. Er muss aus einem temperaturbeständigen, porösen und schalldurchlässigen Material bestehen, dessen Porengröße die Bedingung  $\gamma < \delta_\kappa$  erfüllt. Zudem sollte er eine hohe Wärmekapazität besitzen, um die isotherme Randbedingung zu erfüllen. Gleichzeitig ist eine niedrige Wärmeleitfähigkeit zur Verringerung von Wärmeleitungsverlusten entlang des Temperaturgradienten vorteilhaft. Im Allgemeinen werden übereinander gestapelte Gewebeschichten aus Edelstahldraht benutzt. Über den Drahtdurchmesser und die Maschenweite lassen sich Porosität und Porengröße reproduzierbar einstellen [1]. Die Verwendung von Stahlwolle ist ebenso möglich.



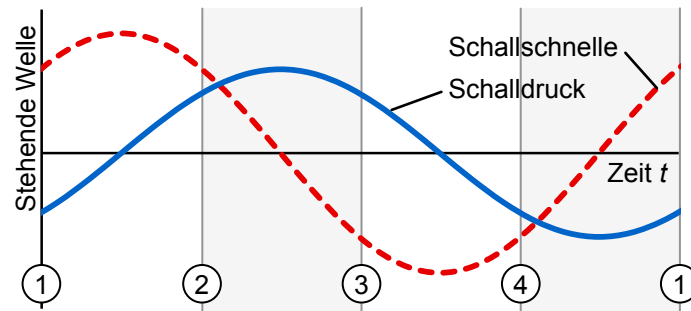
**Abbildung 2.8:** Typen von Resonatoren mit stehender Welle, darüber projiziert sind die Amplituden der Schallschnelle  $|u_1|$  und des Schalldrucks  $|p_1|$  entsprechend der Grundschiwingung: (a) einseitig offener  $\lambda/4$ -Resonator, (b) offener  $\lambda/2$ -Resonator, (c) geschlossener  $\lambda/2$ -Resonator

### 2.2.2.2 Joule-Kreisprozess auf Basis einer stehenden Welle

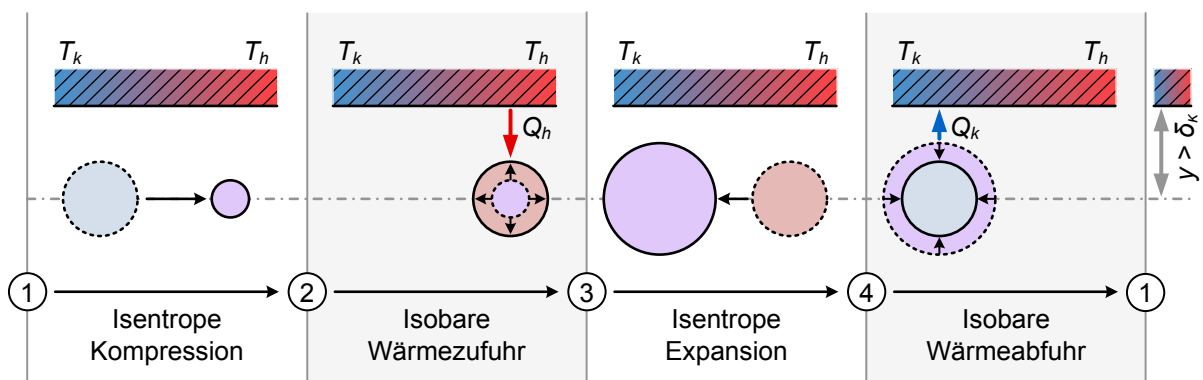
Trifft eine akustische Wanderwelle innerhalb einer Röhre auf ein ideal geschlossenes oder ideal offenes Ende, wird sie an diesem komplett reflektiert. Durch Überlagerung von der eingehenden mit der reflektierten Welle bildet sich eine stehende Welle aus. Die Enden des Rohres zwingen der Welle konkrete Randbedingungen auf. Ein geschlossenes Ende verhindert jegliche Bewegung und führt bezüglich der Schallschnelle zur Ausbildung eines Schwingungsknotens mit einer Amplitude von *Null*. Hingegen wird das schwingende Gas hier maximal komprimiert bzw. expandiert. Am offenen Ende ist das genau umgekehrt. Das Gas kann sich frei bewegen, die Amplitude der Schallschnelle bildet einen Schwingungsbauch aus. Die Druckamplitude ist hier an den starren Umgebungsdruck gekoppelt und besitzt einen Schwingungsknoten. Auf diese Weise lassen sich die drei in Abb. 2.8 gezeigten Typen von Resonatoren mit stehender Welle unterscheiden. Die Länge des einseitig offenen Resonators (a) entspricht einer viertel Wellenlänge der Grundschiwingung, wohingegen die Länge des beidseitig offenen (b) und geschlossenen Resonators (c) der halben Wellenlänge der Grundschiwingung gleicht. Das in Abschnitt 2.1 diskutierte Rijke-Rohr basiert demnach auf einem beidseitig offenen Resonator, dagegen das Sondhauss-Rohr auf einem einseitig offenen Resonator.

In einer stehenden Welle sind Schalldruck und Schallschnelle zeitlich phasenverschoben. Die Schwingung der Schnelle eilt der Druckschwingung mit einem Phasenversatz von einer viertel Periode bzw.  $90^\circ$  voraus (Abb. 2.9). Analog zur Wanderwelle kann auch hier die Schwingung in vier zeitlich diskrete Stufen eingeteilt werden: einer Kompression bei gleichzeitiger Verschiebung in positive Richtung (1–2), ein Verweilen bei maximal negativer Auslenkung auf hohem Druckniveau (2–3), eine Rückverschiebung bei gleichzeitiger Entspannung (3–4) und einem Verweilen bei maximal positiver Auslenkung auf niedrigem Druckniveau (4–1). Darauf folgend beginnt der isentrope Zyklus der adiabatisch reversiblen Zustandsänderungen von neuem.

Wird ein Gasteilchen von einer stehenden Welle beeinflusst und befindet sich zudem in der Nähe einer isothermen Wand mit aufgeprägten Temperaturgradienten, so wird die geschilderte Prozessfolge variiert. Voraussetzung ist, dass der mittlere Abstand  $y$  zwischen Gasteilchen und Wand nun deutlich größer ist als die thermische Eindringtiefe  $\delta_\kappa$ . Die Temperatur des Gasteilchens ist somit nicht mehr unmittelbar an die Temperatur der angrenzenden Wand gekoppelt. Sie wird von dieser erst nach einem zeitlichen Versatz beeinflusst, der in Folge der Temperaturleitung durch das Gas erst durch eine längere Verweildauer an einem Ort offensichtlich wird. Gasteilchen, die sich in noch weiter entfernten Bereichen von der Wand befinden, werden durch die Wandtemperatur kaum noch beeinflusst. Alle von der stehenden Welle induzierten Zustandsänderungen verlaufen komplett adiabatisch.



**Abbildung 2.9:** Schwankung von Schallschnelle und Schalldruck um die Ruhelage bzw. den Umgebungsdruck in einer stehenden akustischen Welle; die Ziffern markieren Start- und Zielpunkte der zeitdiskreten Zustandsänderungen: Kompression und Verschiebung (1–2), Verweilen bei hohem Druck (2–3), Entspannung und Rückverschiebung (3–4) und Verweilen bei niedrigem Druck (4–1)



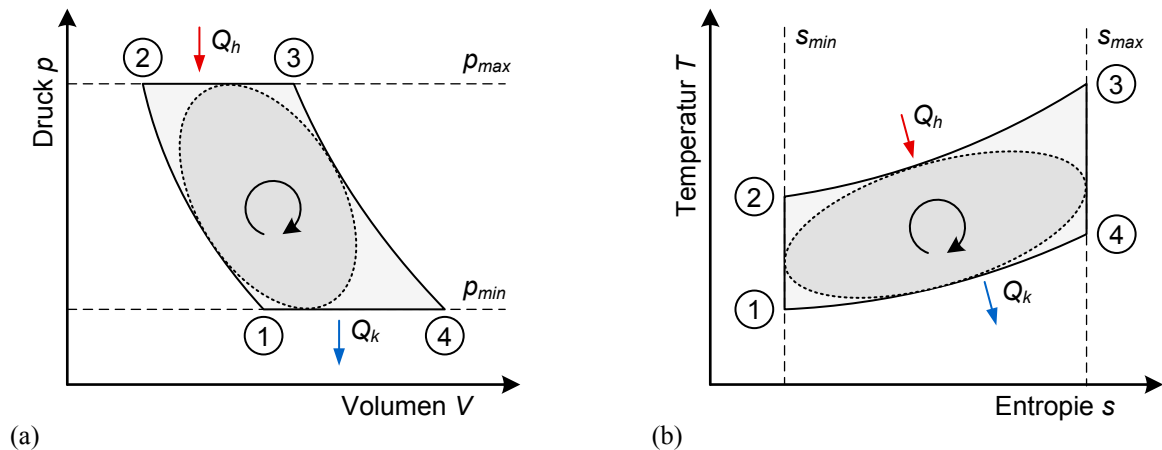
**Abbildung 2.10:** Zustandsänderungen eines Gasteilchens durch Interaktion einer stehenden Welle mit einer sich graduell erwärmenden Wand bei einem Abstand zwischen Wand und Gasteilchen  $y > \delta_k$

Anhand der Abb. 2.10 soll die Wirkung auf ein Gasteilchen erörtert werden, welches sich im thermischen Einflusshorizont der Wand in einem Abstand von  $y > \delta_k$  befindet. Folgende diskrete Zustandsänderungen finden statt:

- (1–2) isentrope Kompression (adiabate Verdichtung durch die Schallwelle, ein Wärmeaustausch findet wegen des Abstandes zur Wand und der zügigen Bewegung nicht statt),
- (2–3) isobare Wärmezufuhr (die längere Verweildauer an einer Position führt zur Aufnahme von Wärme  $Q_h$  von der heißeren Wand),
- (3–4) isentrope Expansion (adiabate Entspannung durch die Schallwelle, ein Wärmeaustausch findet wegen des Abstandes zur Wand und der zügigen Rückbewegung nicht statt),
- (4–1) isobare Wärmeabfuhr (die längere Verweildauer an einer Position führt zur Abgabe von Wärme  $Q_k$  an die kältere Wand).

Damit die Zustandsänderungen wie beschrieben erfolgen können, muss ein kritischer Temperaturgradient entlang der Wand überschritten sein. Dieser ergibt sich aus der adiabaten Temperaturerhöhung des Gasteilchens während der Kompression und der doppelten Schallauslenkung. Ist die Bedingung nicht erfüllt, wäre die Temperatur des Gasteilchens aufgrund der *Kompressionswärme* am Ort der maximalen Auslenkung bereits höher als die der Wand. Eine Wärmeaufnahme wäre demnach nicht möglich. Der Prozess würde akustische Energie benötigen, um aufrechterhalten zu werden. Anstelle Arbeit zu verrichten entspräche er dem Funktionsprinzip einer Arbeit aufnehmenden Kältemaschine.





**Abbildung 2.11:** Zustandsänderungen im Joule-Kreisprozess dargestellt im (a) Druck-Volumen Diagramm und (b) Temperatur-Entropie Diagramm, die gepunktete Linie markiert den realen Prozess

Aus thermodynamischer Sicht ähnelt der Zyklus dem idealen Joule-Kreisprozess, dargestellt in Abb. 2.11 [58]. Im Druck-Volumen Diagramm aus Abb. 2.11(a) gehen die beiden isobar stattfindenden Wärmeübergänge hervor. Ergänzend sind dem Temperatur-Entropie Diagramm aus Abb. 2.11(b) deutlich die beiden isentropen Druckänderungen zu entnehmen. Da es sich um einen rechtsläufigen Prozess handelt, entspricht die im ersten Diagramm umschlossene Fläche der Volumenänderungsarbeit. Sie führt zu einer Verstärkung der Schallwelle. Wie auch beim Stirling-Prozess der Wanderwelle weicht der real ablaufende Zyklus vom idealen ab. Die dunkelgrauen Flächen kennzeichnen dies.

Die für den nicht-idealen thermischen Kontakt verantwortliche Komponente wird *Stack* genannt. Der Stack sollte im Allgemeinen die gleichen Bedingungen wie ein Regenerator erfüllen. Die Porengröße muss jedoch um fast eine Größenordnung höher sein – im Bereich einiger thermischer Eindringtiefen. Anstatt Drahtgewebe werden häufig übereinander gestapelte Platten aus Keramik mit Schlitz in Schwingungsrichtung des Gases verwendet [1].

Anmerkend sei erwähnt, dass der nicht-perfekte thermische Kontakt zwischen Gas und Wand die thermoakustische Wandlung zwar einerseits erst ermöglicht, aber andererseits den erreichbaren Wirkungsgrad zwischen zugeführter Wärme und generierter Schallenergie stark limitiert. Für die thermische Überbrückung des Wandabstandes ist eine hohe Temperaturdifferenz erforderlich, die mit einem direkten Verlust an Exergie, also der Arbeitsfähigkeit der Wärme, einhergeht. Thermoakustische Maschinen nach dem Prinzip der stehenden Welle sind deshalb inhärent ineffizient [50]. Wegen dieser Irreversibilität ist der Wirkungsgrad im Vergleich zu Maschinen nach dem Prinzip einer Wanderwelle kleiner und erreicht maximal nur etwa 20% [59].

## 2.3 Theorie der linearen Thermoakustik

Die zuvor verwendete Lagrange Betrachtungsweise ist nützlich für das allgemeine Verständnis thermoakustischer Maschinen. Für die detaillierte Modellierung eines tatsächlichen thermoakustischen Systems ist sie aufgrund oftmals abweichender Randbedingungen jedoch zu ungenau. In diesem Abschnitt wird daher die Eulersche Darstellung eingeführt, bei der die Zustandsänderungen für einen



ortsfesten Punkt beschrieben werden. Die Ausführungen orientieren sich an der von Rott entwickelten Theorie zur linearen Thermoakustik [47] und deren Weiterentwicklung durch Swift [1], [60].

### 2.3.1 Verlustloser Kanal

Die lineare Thermoakustik geht davon aus, dass die akustischen Größen – Druck und Schallschnelle – bei der Wellenausbreitung in einem Kanal nur von der axialen  $x$ -Richtung abhängen. Voraussetzung ist, dass die Wellenlänge  $\lambda = c / f$  mit der Schallgeschwindigkeit  $c$  und der Resonanzfrequenz  $f$  viel kleiner ist als die  $y$  und  $z$  Dimensionen des Kanals. Die Oszillation in einem idealen Gas muss außerdem stetig, klein und mit nur einer Frequenz auftreten. Demnach oszillieren Druck und Schallschnelle sinusförmig. Ihre Werte sind ausschließlich von der Position  $x$  und der Zeit  $t$  abhängig. Der Druck  $p$  schwankt dann um den mittleren Druck  $p_m$ , die Schallschnelle  $u$  um die Ruhelage. Beide Größen können wie folgt ausgedrückt werden:

$$p = p_m + \operatorname{Re}[p_1(x)e^{i\omega t}], \quad (2.6)$$

$$u = \operatorname{Re}[u_1(x)e^{i\omega t}]. \quad (2.7)$$

Dabei kennzeichnet  $\operatorname{Re}$  den Realteil,  $i$  die imaginäre Einheit,  $\omega = 2\pi f$  ist die Kreisfrequenz und die komplexen Zahlen  $p_1$  und  $u_1$  beschreiben jeweils Amplitude und Phase von Druck und Schallschnelle. Das Subskript „1“ kennzeichnet die Größen erster Ordnung. Um Bewegungsschwingungen in Kanälen mit variablem Querschnitt eleganter berücksichtigen zu können, wird die Schallschnelle in der Thermoakustik meist über den Volumenstrom  $U$  ausgedrückt. Er ergibt sich als Produkt zwischen Schallschnelle und Querschnittsfläche  $A$  des Kanals mit:  $U = u A$ . Auf diese Weise sind die Variablen  $p$  und  $U$  beim Übergang zwischen zwei Kanälen unterschiedlicher Querschnittsfläche stets konstant.

Druck und Volumenstrom beeinflussen sich innerhalb eines kurzen Abschnitts  $\Delta x$  des Kanals wechselseitig. Amplitude und Phase beider Größen können sich somit während der Ausbreitung in einem Kanal ändern. Über die Kontinuitätsgleichung ist die Oszillation des Drucks mit einer Änderung des Volumenstroms  $\Delta U_1$  verbunden, welche dem Druck mit einem Phasenversatz von  $90^\circ$  folgt:

$$\Delta U_1 = -i\omega C p_1 \quad (2.8)$$

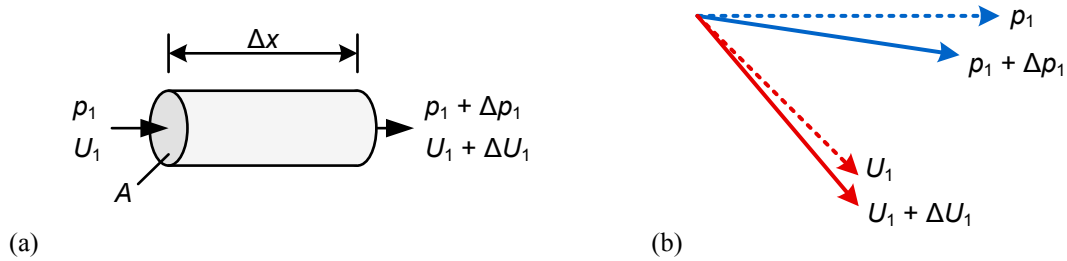
mit der Nachgiebigkeit  $C$

$$C = \frac{V}{\gamma p_m}. \quad (2.9)$$

Die Nachgiebigkeit bildet sich aus dem Produkt des Kanalvolumens  $V = A \Delta x$  und der Kompressibilität  $1/\gamma p_m$  mit dem Isentropenexponenten  $\gamma$ . In Analogie zu einer mechanischen Feder oder einer elektrischen Kapazität, bildet die Nachgiebigkeit die *federnden* Eigenschaften des Gasvolumens in einem Kanal ab.

Ganz ähnlich führt ein Volumenstrom über die Impulserhaltung zu einer Änderung des Drucks  $\Delta p_1$ , die nun  $U_1$  mit einem Phasenversatz von  $90^\circ$  hinterhereilt:

$$\Delta p_1 = -i\omega L U_1 \quad (2.10)$$



**Abbildung 2.12:** Einfluss von Kompressibilität und Trägheit auf die Wellengrößen eines Kanalabschnitts dargestellt anhand (a) des Kanals und (b) eines hierfür möglichen Phasendiagramms

mit der Trägheit  $L$

$$L = \frac{\rho_m \Delta x}{A}. \quad (2.11)$$

Die Trägheit gibt mit der mittleren Gasdichte  $\rho_m$  die *trägen* Eigenschaften eines gasgefüllten Kanals wieder. Analog entspricht sie in der Mechanik einer Masse, in der Elektrotechnik einer Induktivität.

Kompressibilität und Trägheit eines Kanals tragen stets gleichzeitig zur Veränderung der Wellengrößen bei. Abbildung 2.12(a) stellt das an einem Kanalabschnitt dar. In Abb. 2.12(b) ist der Einfluss auf  $p_1$  und  $U_1$  in einem Phasendiagramm aufgetragen. Neben der Amplitude ändern sich auch die Phase und damit die Phasenverschiebung zueinander. Durch die geometrische Form des Kanals kann seine Wirkungsweise auf die Schallwelle beeinflusst werden. Bei einem verhältnismäßig schmalen Kanal überwiegen die trägen Eigenschaften. Die Änderung von  $p_1$  ist demnach groß im Vergleich zur Änderung von  $U_1$ . Bei einem weiten Kanal ist es andersherum. Die nachgiebigen Eigenschaften des Volumens treten in den Vordergrund. Die Änderung von  $p_1$  ist klein im Vergleich zur Änderung von  $U_1$ .

Eine für die Beschreibung der Schallwelle weitere Größe ist die akustische Impedanz  $Z$ . Sie bildet sich ortsgebunden aus dem Quotienten der oszillierenden Anteile von Druck und Volumenstrom:

$$Z = p_1 / U_1. \quad (2.12)$$

Die Impedanz kann auch auf eine Komponente bezogen werden. Mit  $Z = \Delta p_1 / U_1$  lässt sich so die Druckänderung über eine Komponente beschreiben und mit  $Z = p_1 / \Delta U_1$  die Volumenstromänderung. Nach Gleichung (2.8) entspricht die Impedanz einer Nachgiebigkeit  $Z_C = 1/i\omega C$  und nach Gleichung (2.10) ergibt sich die Impedanz einer Trägheit zu  $Z_L = i\omega L$ .

### 2.3.2 Viskose und thermische Randschichteffekte

An den seitlich begrenzenden Wänden eines Kanals treten thermische und viskose Randschichteffekte auf. Mit der thermischen und viskosen Eindringtiefe lässt sich beschreiben, wie weit die Effekte ausgehend von der Wand radial in den Kanal hineinreichen und die Wellenausbreitung beeinflussen. Die viskose Eindringtiefe  $\delta_v$  mit der kinematischen Viskosität  $\nu$  charakterisiert die Hemmung der Fluidbewegung durch die starre Wand. Sie ist definiert als:

$$\delta_v = \sqrt{2\nu/\omega}. \quad (2.13)$$

Die kinematische Viskosität  $\nu$  lässt sich auch über die dynamische Viskosität  $\mu$  ausdrücken:

$$\nu = \mu / \rho_m . \quad (2.14)$$

Dahingegen spiegelt die thermische Eindringtiefe  $\delta_\kappa$  den Temperatureinfluss, der durch die vergleichsweise hohe Wärmekapazität und Wärmeleitfähigkeit als isotherm geltenden Wand, auf das Fluid wider. Sie ergibt sich zu:

$$\delta_\kappa = \sqrt{2\kappa/\omega} . \quad (2.15)$$

Die Temperaturleitfähigkeit  $\kappa$  kann mit der Wärmeleitfähigkeit  $k$  und der spezifischen isobaren Wärmekapazität  $c_p$  wie folgt ausgedrückt werden:

$$\kappa = k / \rho_m c_p . \quad (2.16)$$

Thermische und viskose Eindringtiefe stehen über die Prandtl-Zahl  $Pr = \nu / \kappa$  im Zusammenhang:

$$Pr = (\delta_\nu / \delta_\kappa)^2 . \quad (2.17)$$

Um beurteilen zu können, in welchem Umfang die Wellenausbreitung beeinflusst wird, ist ein Bezug auf die räumliche Dimension des Kanals zweckmäßig. Hierfür wird der hydraulische Radius  $r_h$  verwendet, der sich aus dem Quotienten von Querschnittsfläche  $A$  und Umfang  $\Pi$  des Kanals ergibt:

$$r_h = A / \Pi . \quad (2.18)$$

Für ein kreisrundes Rohr beträgt der hydraulische Radius ein Viertel des Durchmessers  $d$ :  $r_h = d/4$ .

Wenn gilt  $r_h \gg \delta_\kappa, \delta_\nu$  kann die Wirkung der Randschichten in guter Näherung mit dem viskosen Widerstand und dem Leitwert der thermischen Entspannung ausgedrückt werden. Beide Größen dämpfen die Schwingung und sind verlustbehaftet. Sie sollen nachfolgend erläutert werden.

Die oszillierende Bewegung der Gasteilchen wird aufgrund ihrer Viskosität im Wandbereich beeinflusst und im direkten Wandkontakt gänzlich verhindert ( $u_1 = 0$ ). Gas, welches sich in viel größerer Nähe zur Wand befindet als die viskose Eindringtiefe, ist annähernd in Ruhe. Im Bereich einer viskosen Eindringtiefe werden die auftretenden Scherspannungen maximal. Sie nehmen in größer werdender Entfernung wieder ab. In einem Abstand mehrerer viskoser Eindringtiefen erfährt das Gas hingegen kaum noch Scherspannungen. Die Bewegung ist hier von der Wand unabhängig. Sie unterliegt alleine den Trägheitseigenschaften des Gases. Die wirkenden Scherkräfte führen im Abstand von etwa einer viskosen Eindringtiefe zu einer Änderung von Amplitude und Phase der Schallschnelle. Derartig wirken sie dem oszillierenden Volumenstrom direkt entgegen und beeinflussen die Änderung des Drucks. Um weiterhin der Impulserhaltung zu genügen, muss Gleichung (2.10) seriell mit dem viskosen Widerstand  $R_\nu$  erweitert werden:

$$\Delta p_1 = -(i\omega L + R_\nu)U_1 \quad (2.19)$$

und

$$R_\nu = \frac{\mu S}{A^2 \delta_\nu} . \quad (2.20)$$

Die Fläche  $S = \Delta x \Pi$  ist die Kontaktfläche zwischen dem Gas und der Wand.

Wie bereits in Abschnitt 2.2.2 erwähnt, erfolgt die Schallausbreitung im großen Abstand zur isothermen Wand rein adiabatisch. Entsprechend der Druckschwankungen oszilliert phasengleich auch die Temperatur. Wird der Abstand zur Wand kleiner, tritt ein Gasteilchen immer weiter in den Einflusshorizont der Wandschicht ein. Dies erfolgt im Bereich der thermischen Eindringtiefe. Die Wirkung der zeitlich konstanten Wandtemperatur auf die des Gases wird immer größer. Durch eine weitere Verringerung des Abstandes auf einen Bruchteil der thermischen Eindringtiefe ist das Gas in idealem thermischem Kontakt zur Wand und somit an deren Temperatur fixiert ( $T_1 = T_m$ ). Bei einem Abstand von etwa einer thermischen Eindringtiefe erfolgt die Zustandsänderung des Gases durch die Druckschwankung weder komplett adiabatisch, noch vollkommen isotherm. Die Oszillation der Temperatur ist nun nicht mehr direkt an die des Drucks gekoppelt. Sie erfolgt phasenverschoben mit geringerer Amplitude. Die thermische Entspannung wirkt so der Druckschwankung direkt entgegen und führt zu einer Änderung des Volumenstroms, die in der akustischen Form der Kontinuitätsgleichung berücksichtigt werden muss. Formel (2.8) wird daher erweitert und enthält neben der Impedanz der Nachgiebigkeit auch den parallel wirkenden Leitwert der thermischen Entspannung  $1/R_\kappa$ :

$$\Delta U_1 = -(i\omega C + 1/R_\kappa) p_1 \quad (2.21)$$

mit:

$$1/R_\kappa = \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{\omega S \delta_\kappa}{2p_m}. \quad (2.22)$$

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass sich die akustischen Eigenschaften eines Kanalabschnittes mit isothermer Wand über vier Größen beschreiben lassen: (I) der Trägheit, hervorgerufen durch die Masse; (II) der Nachgiebigkeit, beeinflusst von der Kompressibilität; (III) dem viskosen Widerstand verursacht durch die Zähflüssigkeit; und (IV) dem Leitwert der thermischen Entspannung, bewirkt von der Temperaturleitfähigkeit. Trägheit und Nachgiebigkeit beeinflussen die Schallwelle ohne Verlust akustischer Energie. Solange der hydraulische Radius viel größer ist als die Eindringtiefen sind deren Werte maßgeblich für die Schallausbreitung. Im Gasvolumen der Grenzschicht, welches von der Wandfläche und den Eindringtiefen umschlossen wird, treten hingegen thermoviskose Verluste auf. Ihr Einfluss auf die akustischen Eigenschaften des Kanals wird umso größer, je höher der Anteil des Grenzschichtvolumens am Gesamtvolumen des Kanals ist.

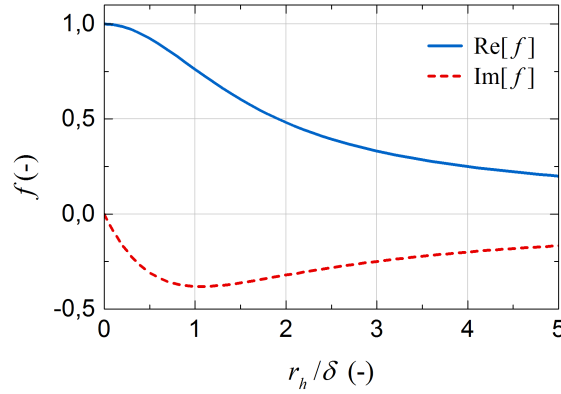
Induziert durch den Volumenstrom treten in Regeneratoren und Stacks hohe viskose Verluste auf. Diese sollten sich daher stets in Bereichen des akustischen Feldes mit hoher Impedanz befinden. Die Impedanz  $Z$  wurde bereits mit der Gleichung (2.12) eingeführt. Durch den Bezug auf die charakteristische Impedanz  $Z_c$

$$Z_c = \rho_m c / A \quad (2.23)$$

einer reinen adiabatischen Wanderwelle ergibt sich die normalisierte Impedanz  $Z_n$ :

$$Z_n = Z / Z_c. \quad (2.24)$$

Sie ist ein dimensionsloses Maß für das Verhältnis zwischen der Schwankung des Drucks zu der des Volumenstroms und erlaubt es den Anteil viskoser Verluste abzuschätzen.



**Abbildung 2.13:** Thermoviskose Funktion  $f$  für parallele Platten in Abhängigkeit vom Verhältnis zwischen hydraulischem Radius und der Eindringtiefe  $r_h / \delta$ ;  $f_v$  wird dargestellt, wenn für die horizontale Achse  $\delta_v$  verwendet wird;  $f_\kappa$  bei Nutzung von  $\delta_\kappa$  (nach [1])

### 2.3.3 Berücksichtigung eines Temperaturgradienten

Die bisher gezeigten Gleichungen gehen von Kanälen aus, dessen hydraulischer Radius viel größer ist als die thermischen Eindringtiefen und dessen Wandtemperatur zudem ortsunabhängig ist. Sie lassen es deshalb nicht zu, die Kernkomponenten thermoakustischer Maschinen – Regenerator und Stack – zu modellieren. Mit der anschließenden Erweiterung der dynamischen Gleichungen wird eine allgemeine Berechnung möglich.

Hierfür ist die Einführung der komplexen thermoviskosen Funktionen  $f_\kappa$  und  $f_v$  nötig. Sie spiegeln den Einfluss der Randbedingungen  $u_1 = 0$  und  $T_1 = T_m$  auf die ungestörte Schallwelle wieder. Darüber hinaus sind sie vom Verhältnis des hydraulischen Radius zu den Eindringtiefen abhängig und zusätzlich von der spezifischen Querschnittsgeometrie des Kanals. Sie ermöglichen eine eindimensionale Darstellung der tatsächlich dreidimensional auftretenden Effekte. Der generelle Kurvenverlauf ist für alle Querschnitte sehr ähnlich. Die Funktionen sind im Allgemeinen bekannt. Abbildung 2.13 zeigt den Verlauf beispielhaft für einen Kanal mit einer Begrenzung aus parallelen Platten.

Die längenspezifische Druckänderung kann aus der Impulserhaltung hergeleitet werden und besitzt prinzipiell die gleiche Form wie Formel (2.19). Die Trägheit und der viskose Widerstand werden um die viskose Funktion  $f_v$  erweitert und auf einen Längenabschnitt bezogen:

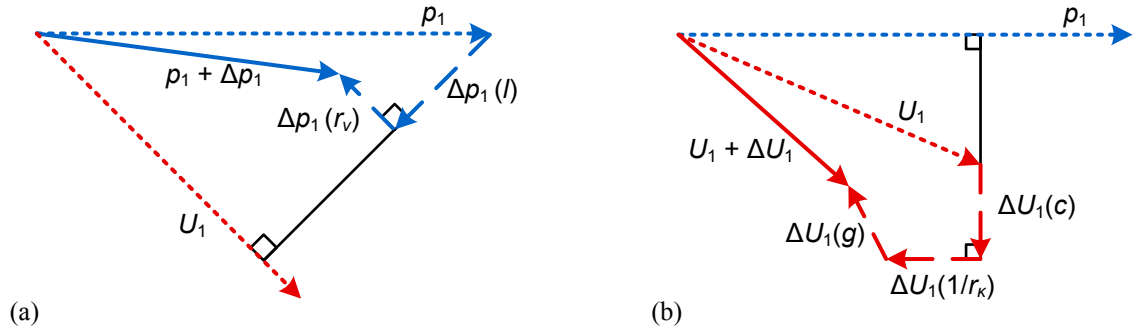
$$dp_1 = -(i\omega l \, dx + r_v \, dx) U_1 \quad (2.25)$$

mit der spezifischen Trägheit  $l$ :

$$l = \frac{\rho_m}{A} \frac{1 - \text{Re}[f_v]}{|1 - f_v|^2} \quad (2.26)$$

und dem spezifischen viskosen Widerstand  $r_v$ :

$$r_v = \frac{\omega \rho_m}{A} \frac{\text{Im}[-f_v]}{|1 - f_v|^2}. \quad (2.27)$$



**Abbildung 2.14:** Phasendiagramme für (a) die über die Oszillation des Volumenstroms  $U_1$ , der Trägheit  $l$  und dem viskosen Widerstand  $r_v$  hervorgerufene Änderung der Druckschwingung  $\Delta p_1$  und (b) die durch die Oszillation des Drucks  $p_1$ , der Nachgiebigkeit  $c$ , dem Leitwert der thermischen Entspannung  $1/r_\kappa$ , und dem Verstärkungsgrad  $g$  bewirkte Änderung der Schwingung des Volumenstroms  $\Delta U_1$

Abgeleitet von der Kontinuitätsgleichung behält auch Gleichung (2.21) ihre allgemeine Form bei, wird zusätzlich aber um einen zweiten Term erweitert:

$$dU_1 = -(i\omega c \, dx + 1/r_\kappa \, dx) p_1 + (g \, dx) U_1 \quad (2.28)$$

mit der spezifischen Nachgiebigkeit  $c$ :

$$c = \frac{A}{\gamma p_m} (1 + [\gamma - 1] \text{Re}[f_\kappa]) , \quad (2.29)$$

der spezifischen Leitfähigkeit der thermischen Entspannung  $1/r_\kappa$ :

$$1/r_\kappa = \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{\omega A}{p_m} \text{Im}[-f_\kappa] \quad (2.30)$$

und dem neu hinzugekommenen spezifischen Verstärkungsgrad  $g$ :

$$g = \frac{(f_\kappa - f_v)}{(1 - f_v)(1 - Pr)} \frac{1}{T_m} \frac{dT_m}{dx} . \quad (2.31)$$

Folgend aus Gleichung (2.28) ändert sich die Oszillation des Volumenstroms nicht nur wegen der Druckschwingung, sondern zusätzlich auch durch die Schwingung des Volumenstroms entlang eines Temperaturgradienten. Der spezifische Verstärkungsgrad kann demnach als Quelle oder Senke für Volumenstrom verstanden werden, die proportional zum lokalen Volumenstrom  $U_1$  ist. Innerhalb eines Regenerators gilt, dass  $r_h \ll \delta_\kappa, \delta_v$ . Der Verstärkungsgrad ist in diesem Fall ausschließlich vom Verhältnis des Temperaturanstiegs zur mittleren Temperatur  $dT_m / T_m$  abhängig.

Die Wirkung der fünf Parameter  $l$ ,  $r_v$ ,  $c$ ,  $r_\kappa$  und  $g$  aus den Gleichungen (2.25) und (2.28) lässt sich in einem Phasendiagramm veranschaulichen. Das Diagramm in Abb. 2.14(a) zeigt schematisch die in Folge der Impulserhaltung wirkenden Einflüsse, welche zu einer Änderung der Druckschwingung führen. Die Faktoren, welche die Kontinuitätsgleichung beeinflussen, sind für die Änderung des Volumenstroms verantwortlich. Sie werden im Phasendiagramm aus der Abb. 2.14(b) abgebildet. Tatsächlich finden die Änderungen von Druck- und Volumenstromschwingung simultan statt.

Durch Kombination der Gleichungen (2.25) bis (2.31) kann die von Rott hergeleitete Wellengleichung erlangt werden, die mathematische Grundlage thermoakustischer Maschinen. Es handelt sich hierbei um eine Differentialgleichung zweiter Ordnung für  $p_1$ :

$$[1 + (\gamma - 1)f_\kappa]p_1 + \frac{\gamma p_m}{\omega^2} \frac{d}{dx} \left( \frac{1 - f_v}{\rho_m} \frac{dp_1}{dx} \right) - \frac{c^2}{\omega^2} \frac{f_\kappa - f_v}{1 - Pr} \frac{1}{T_m} \frac{dT_m}{dx} \frac{dp_1}{dx} = 0. \quad (2.32)$$

### 2.3.4 Akustische Leistung

Die innerhalb eines Kanals in  $x$ -Richtung strömende akustische Leistung  $\dot{E}$  wird durch die Amplituden der Druck- und Volumenstromschwankung bestimmt. Sie lässt sich anschaulich wie folgt darstellen:

$$\dot{E}(x) = \frac{1}{2} |p_1| |U_1| \cos(\varphi). \quad (2.33)$$

Über den Kosinus hat die Phasenverschiebung  $\varphi$  zwischen  $p_1$  und  $U_1$  einen starken Einfluss auf die akustische Leistung. Bei einer Phasenverschiebung von  $90^\circ$ , wie sie in einer stehenden Welle vorkommt, wird keine Leistung übertragen. In einer Wanderwelle, bei der die Phasenverschiebung  $0^\circ$  beträgt, wird der Leistungsstrom hingegen maximal. In thermoakustischen Maschinen ist die Phasenverschiebung in aller Regel nicht konstant und kann in Abhängigkeit des Ortes stark variieren. Damit in Maschinen nach dem Prinzip der stehenden Welle überhaupt eine Übertragung akustischer Leistung möglich ist, muss die Phasenverschiebung etwas von  $90^\circ$  abweichen.

Die Änderung der akustischen Leistung über einen Kanalabschnitt ergibt sich zu:

$$\frac{d\dot{E}}{dx} = -\frac{r_v}{2} |U_1|^2 - \frac{1}{2r_\kappa} |p_1|^2 + \text{Re}[g] \frac{|p_1| |U_1| \cos(\varphi)}{2}. \quad (2.34)$$

Dabei entsprechen die ersten beiden Terme den thermoviskosen Verlusten in Folge von  $r_v$  und  $r_\kappa$ . Sie sind stets negativ und mit der Dissipation an der Kanalwand gleichzusetzen. Der dritte Term gibt die Steigerung der akustischen Eingangsleistung durch einen Temperaturgradienten mit dem Verstärkungsgrad  $g$  wieder. Er bestimmt maßgeblich die Leistungsfähigkeit eines thermoakustischen Systems.

Die behandelten Gleichungen zur linearen Thermoakustik basieren alle auf den Arbeiten von Rott. Sie erlauben eine zutreffende Beschreibung und Modellierung thermoakustischer Maschinen im stationären Gleichgewicht. An dieser Stelle sei darauf verwiesen, dass in realen Applikationen nichtlineare Effekte auftreten können, die sich nicht ausschließlich mit der vorgestellten Theorie erklären lassen. Das trifft insbesondere auf Systeme zu, bei denen die Druckamplitude nicht mehr ausreichend klein im Verhältnis zum mittleren Druck ist. Hierzu zählen Effekte im Zusammenhang mit Turbulenzen, Strömungsablösungen, Oberschwingungen oder überlagernden Strömungen.

## 2.4 Anwendungen

Die Rott'sche Theorie erlaubt eine verhältnismäßig einfache Berechnung und Auslegung thermoakustischer Maschinen. In der Folgezeit beschleunigte sich die Entwicklung von Applikationen stark.

Durch den simplen Aufbau sowie das Fehlen beweglicher Teile wird generell angenommen, dass thermoakustische Maschinen zuverlässig und wartungsarm sind. Theoretisch verfügen sie über einen hohen Wirkungsgrad (bis zu 76% des Carnotwirkungsgrades [51]). Als Arbeitsmittel kommen meist unter Druck befindliche Edelgase wie Helium oder Argon zum Einsatz, die umweltfreundlich und ungiftig sind. Vor diesem Hintergrund wurden Ansätze entwickelt, die eine Umsetzung der thermoakustischen Prinzipien für verschiedenste Anwendungen ermöglichen. Wesentliches Entwicklungsziel ist dabei stets die Bereitstellung optimaler akustischer Bedingungen im Regenerator bzw. Stack.

Anwendungsfelder ergeben sich sowohl in der Kälte- oder Kryotechnik, als auch zur Wärmekraftnutzung. Kältemaschinen werden von einem elektrodynamischen Wandler angetrieben. Dieser stellt akustische Leistung bereit, welche anschließend im thermoakustischen Kern zur Ausbildung eines Temperaturgradienten mit nutzbarer Kälteleistung führt. Bei den Wärmekraftmaschinen wird Wärme in akustische Leistung gewandelt, die sich für den Betrieb einer akustischen Last (z.B. eines elektrodynamischen Generators) nutzen lässt. Alternativ ist die akustische Kopplung einer Wärmekraft- mit einer Kältemaschine möglich – ohne elektrische Treiber.

Die nachfolgenden Ausführungen geben einen kurzen Überblick zu wesentlichen Maschinentypen und deren Anwendungen. Zur besseren Lesbarkeit werden thermoakustische Wärmekraftmaschinen anschließend schlicht als *Motor* bezeichnet und thermoakustische Kältemaschinen nur als *Kältemaschine*.

#### 2.4.1 Anwendungen nach dem Prinzip einer stehenden Welle

Wie bereits im Abschnitt 2.2 gezeigt, genügt ein einfaches Rohr als Resonator, um eine vorhandene Schallwelle in eine stehende Welle zu überführen. Der thermoakustische Kern sollte sich in einem Bereich mit relativ hoher Impedanz befinden. Durch die Modifikation des Sondhauss-Rohres gelang es der Gruppe um Feldman [39] den ersten modernen Motor aufzubauen. Er basierte auf einem halboffenen  $\lambda/4$ -Resonator (vgl. Abb. 2.8(a)). Eine elektrische Heizleistung von 600W wurde mit einem Wirkungsgrad von 4,5% in Schalleistung umgesetzt. Auch wenn es bereits erste Ideen für eine elektrische Wandlung der generierten akustischen Leistung gegeben hat, sind diese nicht verwirklicht worden. Der an der Penn State Universität entwickelte *akustische Laser* funktioniert ähnlich wie Feldmans Motor. Er lässt sich für Demonstrationszwecke mit einfachen Mitteln nachbauen [61].

Ein beidseitig geschlossener Resonator bietet die Möglichkeit, ein beliebiges Arbeitsgas unter hohem Druck einzusetzen. Maschinen nach dem Prinzip der stehenden Welle besitzen daher im Regelfall alle einen  $\lambda/2$ -Resonator wie in Abb. 2.8(c). Die Form muss hierbei nicht zwangsläufig einem Rohr mit konstantem Durchmesser entsprechen. Durch eine Variation können nachgiebige oder träge wirkende Rohrabschnitte eingebaut werden, die die akustischen Eigenschaften im Kern optimieren und/oder die akustischen Verluste im Resonator minimieren [60].

Eine erste Entwicklungswelle neuartiger Anwendungen begann auf dem Gebiet der Kältetechnik in den 1980er Jahren. Hofter [62] entwarf eine funktionierende Kältemaschine, die elektrodynamisch über Lautsprecher angetrieben worden ist. Mit seinem sehr einfachen Aufbau wurde das verwendete Konzept auch für den Einsatz in der Raumfahrt interessant. Der *Space ThermoAcoustic Refrigerator* konnte qualifiziert und als Technologiedemonstrator an Bord des Space Shuttles getestet werden [63]. Er kam abgesehen von einer Lautsprechermembran zur Generierung der akustischen Welle ohne bewegliche Teile aus und benötigte daher auch keine Schmierung oder Dichtung. Eine Kühlleistung



von 5 W wurde generiert, die später auf 30 W gesteigert werden konnte [64]. Tijani [65], [66] erzielte mit einem ähnlichen Konzept eine deutliche Senkung der Kühltemperatur.

Swift [67] entwickelte und testete einen großformatigen Motor mit zylinderförmigen Resonator. Bei einer elektrischen Wärmezufuhr von 7000 W bei 700 °C konnten 630 W akustische Leistung (Wirkungsgrad von 9%) aus dem System ausgekoppelt werden. Darüber hinaus wurden Motoren mit stehender Welle genutzt, um mittels einer piezoelektrischen Membran elektrische Leistung zu generieren [68], [69]. Zoontjens et al. [70] entwarfen ein System, welches zwei nebeneinander befindliche thermoakustische Kerne innerhalb eines Resonators kombiniert. Der erste Kern wird hierbei als Motor betrieben. Er generiert akustische Leistung für den zweiten Kern, welcher als Kältemaschine arbeitete. Auf diese Weise sollte Abgaswärme eines Fahrzeugs in Kühlleistung für die Klimatisierung umgesetzt werden. Einen ähnlichen Ansatz verfolgten auch Gardner und Howard [71].

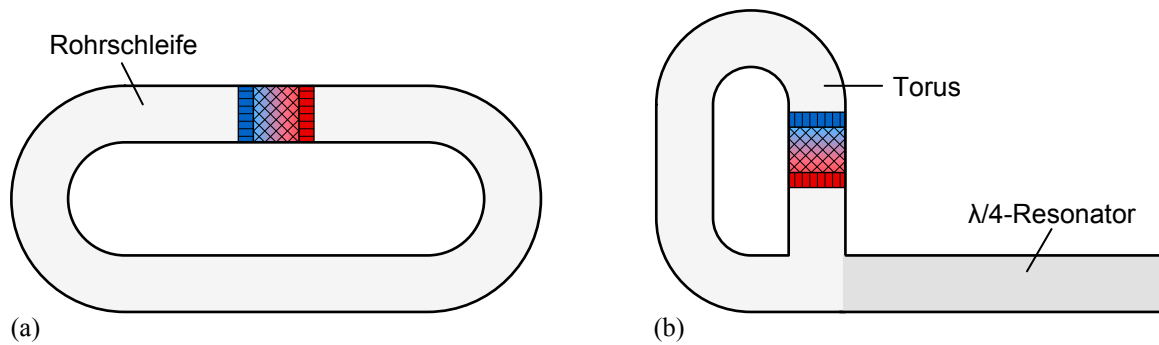
Obwohl viele weitere Prototypen unterschiedlicher Größe und Konfiguration entwickelt wurden, beträgt der nachweislich höchste thermisch-akustische Wirkungsgrad nur 18%. Es wird davon ausgegangen, dass das obere Limit für Motoren nach dem Prinzip der stehenden Welle bei ca. 20% liegt [59]. Ursächlich hierfür ist einerseits der thermodynamisch irreversible Zyklus (vgl. Abschnitt 2.2.2.2) und andererseits die hohen akustischen Verluste im Resonator in Folge der stehenden Welle.

## 2.4.2 Anwendungen nach dem Prinzip einer Wanderwelle

Durch die Arbeiten von Ceperley [50], [51] war die überlegene Leistungsfähigkeit von Maschinen nach dem Wanderwellen-Prinzip bereits verhältnismäßig früh bekannt. Dennoch standen sie lange Zeit nicht im Fokus der Entwicklung. Ein Grund hierfür waren vermutlich die Schwierigkeiten, die geforderten akustischen Bedingungen im Regenerator zu erzeugen. In einem Resonator treten zwangsläufig akustische Reflexionen und Überlagerungen auf, welche die Ausbildung einer Wanderwelle behindern. Die Einbringung zusätzlicher akustischer Komponenten ist notwendig, um die Reflexionen zu minimieren oder auszulöschen. Erst nachdem die eingeschränkte Effizienz von Maschinen mit stehender Welle immer offensichtlicher wurde, gleichzeitig aber die Kenntnis über thermoakustische Systeme stieg, konnten neuartige Ansätze entwickelt werden. Diese überwand die Hindernisse zur Herstellung optimaler akustischer Bedingungen.

Ein wesentliches Problem stellen die hohen akustischen Verluste in den engen Poren des Regenerators dar. Schon Ceperley [51] wies daraufhin, dass eine lokale Vergrößerung der Querschnittsfläche zur Reduktion der Impedanz führt und folglich zu verringerten Verlusten. Yazaki et al. [52] demonstrierten die Funktionsfähigkeit eines Motors nach dem Prinzip der Wanderwelle erstmals 1998, konnten wegen Mängeln im akustischen und konstruktiven Layout jedoch nur einen geringen Wirkungsgrad erzielen. Für den Motor benutzten sie eine einfache Rohrschleife mit integriertem thermoakustischen Kern, schematisch dargestellt in Abb. 2.15(a). Die Rohrschleife ist ein akustischer  $\lambda$ -Resonator, das heißt die Wellenlänge und Resonanzfrequenz des Systems wird automatisch durch die Länge der Rohrschleife vorgegeben. Gleichzeitig fungiert die Rohrschleife als akustische Rückführung zum Kern, die der Schallwelle einen kontinuierlichen Umlauf ermöglicht.

Backhaus und Swift [53], [59] verfolgten einen anderen Ansatz auf Basis eines komplexeren akustischen Netzwerks. Sie nutzten einen den thermoakustischen Kern enthaltenen Torus und koppelten ihn mit einem  $\lambda/4$ -Resonator, prinzipiell gezeigt in Abb. 2.15(b).



**Abbildung 2.15:** Bauformen thermoakustischer Maschinen nach dem Prinzip der Wanderwelle (a) als Rohrschleife ( $\lambda$ -Resonator) nach Ceperley [50] und Yazaki [52] und (b) als Torus mit gekoppeltem  $\lambda/4$ -Resonator nach Backhaus und Swift [53]

Indem der Resonator die grundsätzlichen akustischen Eigenschaften bestimmte, konnten akustisch nachgiebig, träge und resistiv wirkende Elemente im Torus genutzt werden, um Phasenverschiebung und Impedanz im Kern gezielt einzustellen. Verbunden mit anderen Verbesserungen zur Unterdrückung schadhafter Strömungen erzielte der Motor mit einer Wärmezufuhr bei  $750^\circ\text{C}$  einen bahnbrechenden thermo-akustischen Wirkungsgrad von 30%, der später von Tijani und Spoelstra [72], sowie Haberbusch et al. [73] noch erhöht werden konnte. Die beiden erstgenannten haben gezeigt, dass ein Betrieb des Motors mit heißer Abgaswärme möglich ist [5]. Durch Kopplung eines Lineargenerators mit dem Resonator kann eine akustisch-elektrische Leistungswandlung realisiert werden [74]–[77]. Wu et al. [78] gelang es auf dieser Grundlage, fast 1000 W elektrische Leistung bei einem maximalen thermisch-elektrischen Wirkungsgrad von 19,8% zu generieren. Die Wärme wurde bei einer Temperatur von  $650^\circ\text{C}$  bereitgestellt.

Obwohl der  $\lambda/4$ -Resonator die optimalen Bedingungen im Kern erst ermöglicht, treten an seiner großen Oberfläche thermoviskose Verluste auf, so dass nur ein Teil der generierten akustischen Leistung einer Last zugeführt werden kann [79]. Es wurde daher versucht, den akustischen  $\lambda/4$ -Resonator mit einem mechanischen Resonator zu ersetzen [80]. Eine weitere Möglichkeit ist die Kombination des mechanischen Resonators mit einem Lineargenerator, die erstmals während der Entwicklung eines raumfahrgeeigneten Motors durchgeführt wurde [4], [81], [82]. Der Entwurf der *Thermoacoustic Radioisotope Power Source* sieht die Wandlung von radioisotoper Zerfallswärme in Elektrizität vor. Er wurde als Alternative zu thermoelektrischen Radionuklidbatterien entwickelt, die bisher für den Betrieb von Tiefraumsonden und autonomen Rover genutzt werden. Der mit Helium bei 55 bar betriebene Demonstrator erreichte einen maximalen thermisch-elektrischen Wirkungsgrad von 18% und konnte bei einer zugeführten Temperatur von  $650^\circ\text{C}$  bis zu 58 W elektrische Leistung zur Verfügung stellen. Als problematisch hat sich die Standfestigkeit der Lineargeneratoren erwiesen. Das Projekt wurde trotz vielversprechender Ergebnisse nicht weitergeführt. Eine Kältemaschine mit ähnlichem Aufbau ist im privatwirtschaftlichen Bereich in Form einer Gefriertruhe entwickelt worden [83].

Die akustische Kombination eines Motors mit einer Kältemaschine lässt den Aufbau eines Apparates komplett ohne bewegliche Teile zu. Yazaki [84] nutzte das Prinzip der Rohrschleife. Er bestätigte die Funktionsfähigkeit indem er Motor und Kältemaschine an gegenüberliegenden Positionen installierte. Eine weitere Anwendung liegt im Bereich der Verflüssigung von Erdgas. Hierbei wird ein kleiner Teil des Erdgases verbrannt und die gewonnene Wärme einem Motor zugeführt, welcher wiederum eine Kältemaschine zur Gasverflüssigung antreibt [85]–[87]. Dem Konzept des Torus mit Resonator ent-

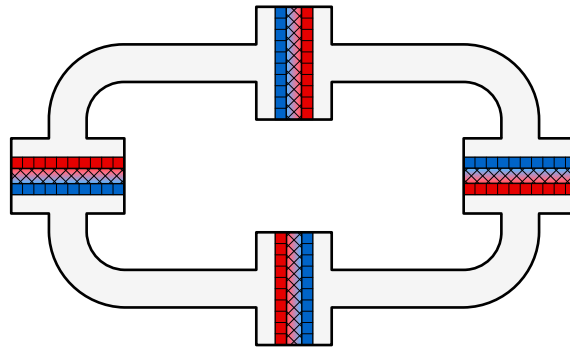
sprechend ist der Motor im Torus untergebracht. Die Kältemaschine befindet sich im Resonator. Wie Pierens et al. [88] zeigten, kann die Position von Motor und Kältemaschine getauscht werden. Ueda et al. [89] verfolgten einen ähnlichen Ansatz, integrierten aber Motor wie auch Kältemaschine im Torus der Anlage und behielten den  $\lambda/4$ -Resonator bei. Die Firma Sierra Lobo entwickelte ein thermoakustisches System für eine mögliche Raumfahrtmission zur Venus [90]. Der Aufbau basierte ebenfalls auf dem Prinzip eines Torus mit Resonator. Dabei soll die von einem Motor erzeugte akustische Leistung zum Betrieb von zwei separaten Systemen genutzt werden: einem Lineargenerator für die Stromerzeugung und einer Kältemaschine für die Kühlung des Landers. Ein Prototyp der Motoren-Einheit produzierte bei einem elektrischen Wärmeeintrag von 10,8 kW einen akustischen Leistungszuwachs über den Regenerator von 3,9 kW [73].

Darüber hinaus gibt es noch eine Reihe anderer konstruktiver Konzepte, die eine Umsetzung der gewünschten Bedingungen im thermoakustischen Kern erzielen. Sie können sowohl für Kältemaschinen als auch für Motoren genutzt werden. Einige Beispiele hierfür sind der koaxiale Aufbau, in dem der thermoakustische Kern koaxial von der akustischen Rückführung umschlossen wird [91], [92] oder ein hybrides Kaskadensystem, bestehend aus mehreren Stufen bei denen sowohl Regeneratoren als auch Stacks zum Einsatz kommen [93], [94]. Selbst die Verknüpfung eines abgasbetriebenen Motors mit piezoelektrischen Generatoren ist möglich [95]. Daneben gibt es Aufbauten, welche über eine elektrische Rückführung verfügen [96] und kombiniert mit Solarkollektoren Elektrizität für Raumfahrtmissionen generieren können [97], [98] oder Abgaswärme nutzen [99].

### 2.4.3 Anwendungen für die Nutzung von Niedertemperatur-Wärme

Ein Nachteil aller bisher beschriebenen Systeme ist die hohe erforderliche Temperaturdifferenz von mehreren hundert Kelvin. Bei Systemen nach Rohrschleifenbauart liegt die Ursache hierfür in der schlechten Einstellbarkeit von Phasenverschiebung und Impedanz. Bezüglich der Bauart mit Torus und  $\lambda/4$ -Resonator führen thermoakustische Verluste im Resonator sowie hohe Impedanz im Regenerator dazu, dass solche Anlagen erst mit hohen Temperaturdifferenzen anlaufen und effizient sind [100]. Die Nutzung niedertemperierter Abwärme unterhalb von 200°C, wie sie z.B. bei industriellen, solarthermischen oder geothermalen Nutzungsszenarien anfallen würde, schien deshalb schwierig.

De Blok [100] löste dieses Problem, indem er die Rohrschleifengeometrie über einen akustischen Bypass erweiterte, die Verluste im Regenerator durch eine Vergrößerung der Querschnittsfläche reduzierte und eine zweistufige Konfiguration wählte, die einen höheren Leistungsgewinn ermöglichte. Mit Hilfe der neuartigen Verbesserungen gelang die spontane Bildung der Schallwelle bereits bei einer Temperaturdifferenz von 85 K. Außerdem zeigte de Blok, dass bei Nutzung mehrere gleichmäßig entlang der Rohrschleife verteilter Kerne kein Bypass mehr benötigt wird. Das System passt sich automatisch selbst an und die akustischen Störungen der einzelnen Stufen heben sich untereinander auf. In der gesamten Rohrschleife entsprechen die akustischen Bedingungen annähernd denen einer Wanderwelle, wodurch Verluste an der Rohrwand reduziert werden. Ein vierstufiger Motor nach dieser Konfiguration (schematisch dargestellt in Abb. 2.16) startet bereits bei einer Temperaturdifferenz von 30 K und würde den Betrieb einer akustischen Last bei 150°C mit einem relativen Carnotwirkungsgrad von 40% ermöglichen [9], [10]. Jin et al. [11] beobachteten den Einsatz der Schwingung bereits bei einer Temperaturdifferenz von 17 K. Die Methode erlangte im Anschluss große Resonanz und wurde für den Aufbau weiterer mehrstufiger Anlagen eingesetzt [12]–[14], [16].



**Abbildung 2.16:** Mehrstufiger thermoakustischer Motor nach de Blok mit vier gleichmäßig entlang der Rohrschleife verteilten thermoakustischen Kernen

Konkrete Anwendungen umfassen die Nutzung industrieller Abwärme und elektrische Wandlung mittels bidirektionaler Turbine [22] oder die Entwicklung eines kostengünstigen Kochers für ländliche Regionen in Entwicklungsländern, welcher gleichzeitig Elektrizität und Kühlleistung bereitstellen kann [101]–[103]. Ein potenziell großer Zukunftsmarkt könnte darüber hinaus die solare Kühlung darstellen [6], [7]. Erst kürzlich führten Wang und Qiu [104] eine numerische Analyse eines vierstufigen Systems durch und bestätigten, dass Wärme geringer Temperatur für den Betrieb genutzt werden kann.

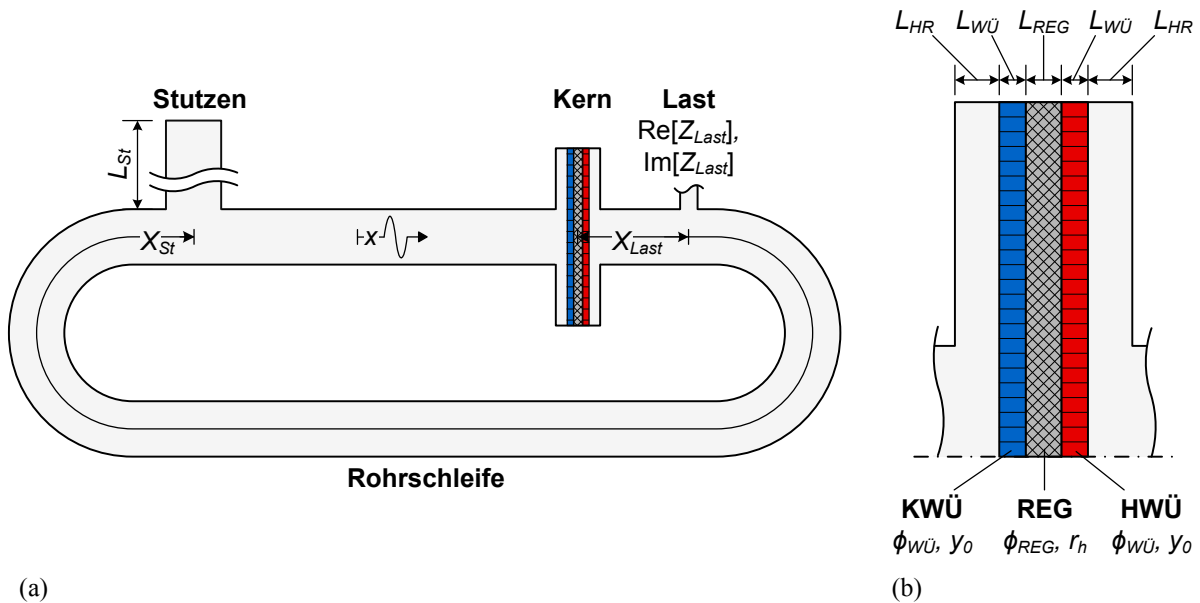
Zusammenfassend lässt sich bemerken, dass die vorteilhaften Eigenschaften thermoakustischer Maschinen zu Entwicklungen in ganz unterschiedlichen Bereichen geführt haben. Thermoakustische Wärmekraftmaschinen sind mit nahezu allen Wärmequellen kompatibel. Industrielle Abwärme, heiße Abgase und radioaktive Zerfallswärme sind ebenso möglich wie der Betrieb mit regenerativen Energiequellen aus Solar- oder Geothermie. Durch die Arbeitsfähigkeit mit geringen Temperaturdifferenzen ist die Wärmerückgewinnung auch in Kombination mit solarer Kühlung ein interessantes Anwendungsfeld. Der einfache Aufbau und die potenziell hohe Zuverlässigkeit haben zu mehreren Entwicklungen in der Raumfahrt geführt. Diese Eigenschaften, zusammen mit der Möglichkeit kostengünstiger Herstellung, erlaubten Projekte im Bereich der Elektrifizierung ländlicher Gebiete von Entwicklungsländern. Andere Einsatzfelder beinhalten die Gasverflüssigung und, bisher unerwähnt, die Gastrennung [105] oder Sensortechnik [106]. Einen umfassenden Blick zu weiteren Entwicklungsbereichen geben die Reviews von Garrett [107] und Jin et al. [11].

### 3 Parameterstudie an einem einstufigen System

Das Konzept eines mehrstufigen thermoakustischen Motors in Rohrschleifenbauweise hat die Nutzbarkeit niedertemperierter Wärme mit thermoakustischer Technologie belegt. Zhang et al. [108], [109] wiesen jedoch auf einen Zielkonflikt bei der Optimierung der Stufenanzahl hin. Ein Motor mit geringerer Stufenanzahl benötigt zwar eine höhere Starttemperatur, läuft dafür aber effizienter bei größerer Leistung als ein Motor mit höherer Stufenanzahl. Weniger Stufen könnten außerdem vorteilhaft sein, weil sie die Systemkomplexität verringern und eventuell kleinere Investitionskosten ermöglichen. Die nachfolgende Studie soll das Leistungspotenzial eines einstufigen Motors aufzeigen. Die durch den thermoakustischen Kern in die Rohrschleife eingebrachten akustischen Störungen können mit Implementierung eines zusätzlichen akustischen Elements deutlich reduziert werden. Die akustischen Bedingungen im Regenerator lassen sich mit Hilfe eines akustisch wirksamen Stutzens beeinflussen und darüber hinaus mit hoher Genauigkeit einstellen. Funktionell handelt es sich um ein zusätzliches Gasvolumen mit hoher Kompressibilität. Zur Untersuchung dieser Methode wird eine systematische Parameterstudie mit der Simulationssoftware DeltaEC [57] durchgeführt. Die Studie bezieht neben geometrischen Parametern des Regenerators, der Wärmeübertrager und der Rohrschleife auch Prozessparameter wie Betriebstemperatur, Betriebsdruck, Resonanzfrequenz und Arbeitsgas mit in die Analyse ein. Abweichungen zwischen idealen Bedingungen auf Komponentenebene und auf Systemebene werden beobachtet und Erklärungsansätze gegeben. Auf Basis der Ergebnisse werden Empfehlungen für die Optimierung eines derartigen Systems in Abhängigkeit von verschiedenen Betriebsanforderungen erarbeitet. Da außerdem die korrekte akustische Kopplung zwischen einer Last und dem akustischen Feld innerhalb der Rohrschleife essentiell für eine optimale Systemleistung ist, wurden die Kopplungsmechanismen in Form der akustischen Impedanz und Position der Last untersucht.

#### 3.1 Zugrunde liegender Aufbau und DeltaEC-Modell

In der Abb. 3.1(a) ist das geometrische Modell des zu untersuchenden einstufigen Motors dargestellt. Das System besteht aus mehreren separaten Komponenten, von denen der in Abb. 3.1(b) detailliert gezeigte thermoakustische Kern das Herzstück bildet. Er setzt sich zusammen aus dem kaltseitigen Wärmeübertrager (Wärmesenke), dem heißseitigen Wärmeübertrager (Wärmequelle) und dem dazwischenliegenden Regenerator. Zusammen erzeugen sie die für die Verstärkung der Schallleistung notwendige Temperaturdifferenz über den Regenerator. Die Rohrschleife stellt einen kontinuierlichen Umlauf der akustischen Welle sicher. Sie fungiert außerdem als Resonator und bestimmt wesentlich die Resonanzfrequenz des Systems. Da die Querschnittsfläche des Kerns im Vergleich zur Rohrschleife deutlich vergrößert ist, stellen Hohlräume an beiden Enden des Kerns einen geometrischen Übergang her. Über die Rohrschleife sind noch zwei weitere Komponenten mit der Anlage verbunden. Die akustische Last entzieht dem System akustische Leistung. Die von Kernabschnitt und Last hervorgerufenen Störungen der Schallausbreitung werden von einem anpassbaren Stutzen akustisch ausgeglichen und negative Effekte auf die Leistungsfähigkeit gemindert.



**Abbildung 3.1:** Schematische Darstellung des analysierten, einstufigen thermoakustischen Motors nach Rohrschleifenbauart mit Stutzen; Komponentenbeschriftungen enthalten die untersuchten Parameter; (a) Vollansicht des geometrischen Modells, (b) Detailansicht des Kernabschnitts mit beiden Hohlräumen und thermoakustischem Kern, inklusive kaltseitigem Wärmeübertrager (KWÜ), Regenerator (REG) und heißseitigem Wärmeübertrager (HWÜ)

Die Ausgangsparameter des Simulationsmodells sind so gewählt, dass sie sich problemlos auch in einem realen Aufbau umsetzen lassen. Sie sind in der Tabelle 3.1 aufgelistet. Das entsprechende DeltaEC-Modell ist in Anhang A.1 dargestellt. Die beiden Wärmeübertrager (WÜ) sind geometrisch identische Plattenwärmeübertrager. Ihr Aufbau lehnt sich an herkömmliche Lamellenwärmeübertrager an, wie sie auch im Automobilbau Verwendung finden. Sie besitzen einen hydraulischen Radius von 0,6mm, eine Porosität von 70% und eine Lamellenlänge von 15mm. Der Regenerator wird über einen 20mm langen Stapel von Edelstahl-Drahtgeweben mit einem hydraulischen Radius von 54,8 $\mu$ m und einer Porosität von 80% simuliert. Die Hohlräume an den Enden des Kerns besitzen jeweils eine Länge von 25mm. Somit überspannt der Kernabschnitt eine Länge von genau 0,10m und führt zusammen mit der 3,90m langen Rohrschleife zu einer Gesamtsystemlänge von 4m. Alle Komponenten des Kernabschnitts besitzen einen Durchmesser von 400mm. Das Flächenverhältnis zwischen den Querschnittsflächen des Kernabschnitts und der Rohrschleife beträgt 10.

Die Last ist durch ihre komplexe akustische Impedanz charakterisiert. Im Ausgangsmodell ist sie komplett realwertig ohne imaginäre Komponente. Sie bildet demnach ausschließlich einen akustischen Widerstand nach. Ihr Realteil beträgt 2,7MPa·s/m<sup>3</sup>. Im Zusammenspiel mit der lokalen Impedanz der Rohrschleife an der Lastposition bestimmt sie den Anteil der akustischen Leistung, welcher dem System entzogen und einer externen Last zur Verfügung gestellt werden kann.

Der Stutzen ist ein am Ende abgeschlossenes Rohr, das über eine T-Verzweigung mit der Rohrschleife verbunden ist. Er wird genutzt, um über eine Änderung der Position und der Länge (demnach des Volumens) die akustischen Bedingungen (Phasenverschiebung  $\varphi$  und normalisierte Impedanz  $Z_n$ ) im Regenerator zielgerichtet einzustellen. Die Stutzenposition ist über den Abstand des Stutzens zur Mitte des Regenerators definiert. Mit dem Ausgangswert von 3,132m und einer Stutzenlänge von 0,656m (entspricht einem Volumen von 0,00824m<sup>3</sup>) können die Zielwerte für normalisierte Impedanz ( $Z_n = 8$ )

und Phasenverschiebung zwischen dem oszillierenden Druck und Volumenstrom ( $\varphi = -20^\circ$ ) getroffen werden. Bei einer anfänglichen Iteration haben sich die gewählten Zielwerte als günstig herausgestellt. Bemerkenswert ist, dass das Gasvolumen des Stutzens eine hohe Ähnlichkeit zum im Kernabschnitt enthaltenen Gasvolumen von  $0,01093\text{ m}^3$  besitzt. Die genaue Funktionalität des Stutzens wird weiter unten im Abschnitt 3.2.1 detailliert beschrieben.

Wärme wird dem heißseitigen Wärmeübertrager bei einer Temperatur von  $150^\circ\text{C}$  bereitgestellt und dem kaltseitigen Wärmeübertrager bei  $15^\circ\text{C}$  entzogen. Die Werte wurden so gewählt, dass sie vergleichbar mit anderen experimentellen Daten sind, z. B. zu denen von de Blok [9], [10]. Es sei erwähnt, dass es sich hier um die Feststofftemperatur der jeweiligen Wärmeübertrager handelt. Nicht berücksichtigt sind hierbei die notwendigen Temperaturdifferenzen zur Wärmeübertragung von und zur real genutzten Wärmequelle bzw. -senke. Die Gastemperatur innerhalb der Rohrschleife wird mit  $27^\circ\text{C}$  angenommen. Als Arbeitsgas wird Helium bei einem Druck von 30 bar genutzt. Die Resonanzfrequenz des Systems ergibt sich bei dieser Ausgangskonfiguration zu 214,5 Hz.

Zur Simulation wird die Software DeltaEC verwendet. Sie löst numerisch die eindimensionalen Rott'schen Wellengleichungen entsprechend eines gewählten Arbeitsgases und einer gesetzten Geometrie. Akustische, thermische oder geometrische Randbedingungen können auf das Modell mittels sogenannter Schätz- und Zielwertpaare übertragen werden. Abgesehen von den Paaren, die für die Modellierung der akustischen und thermischen Bedingungen im Rohrschleifensystem notwendig sind, werden zusätzliche Schätz- und Zielwerte in das Simulationsmodell integriert. Mögliche Störeinflüsse auf die Einzelstudien sollen so reduziert werden. Konkret sind dies: (I) die akustischen Bedingungen ( $Z_n$  und  $\varphi$ ) in der Mitte des Regenerators werden über die kontinuierliche Nachführung von Position und Länge des Stutzens konstant gehalten; (II) das Verhältnis zwischen hydraulischem Radius und thermischer Eindringtiefe in der Regeneratormitte, ausgedrückt durch die Lautrec-Zahl, bleibt durch Einstellung des hydraulischen Radius unverändert; (III) der Wirkungsgrad wird über die Variation des Realteils der Last konstant gehalten, um eine gleichmäßige Belastung des Systems sicher zu stellen.

Das DeltaEC-Modell benötigt noch weitere Parameter, die in ihren Werten unverändert bleiben. Der Faktor der Oberflächenrauigkeit wurde mit 0,0005 auf dem empfohlenen, voreingestellten Wert belassen. Sie berücksichtigt turbulente Strömungsverluste an den Rohrrinnenwänden. Die Wärmeleitungsverluste im Regenerator lassen sich über einen Reduktionsfaktor beeinflussen. Er ist von 0,1 auf 0,2 erhöht worden, um auch die Wärmeleitung entlang der Druckbehälterwandung des Regenerators zu berücksichtigen. Der thermische Übergang zwischen dem heißseitigen Wärmeübertrager und der Rohrschleife wurde mittels eines *Wärmepuffers* modelliert. Dieser Abschnitt stellt einen kontinuierlichen Temperaturübergang zur Rohrschleife sicher. Er beinhaltet den heißseitigen Hohlraum und reicht zusätzlich 0,1 m in die Rohrschleife hinein. Für die Wärmeleitung steht eine konstante Wandquerschnittsfläche von  $0,001\text{ m}^2$  zur Verfügung.

Die Leistungsfähigkeit eines realen Systems wird darüber hinaus durch weitere Effekte beeinflusst, die im Rahmen der Simulation nicht berücksichtigt wurden. Hierzu zählen beispielsweise thermische Verluste durch Wärmestrahlung, Strömungsablösungsverluste, nichtlineare Effekte und der Einfluss von Strömungen mit zeitlichem Stofftransport (Gedeon, Rayleigh und strahlgetriebene Strömungen). In praktischen Anlagen können die meisten dieser Effekte durch einen sorgfältigen Entwurf reduziert werden. Die Gedeon Strömung lässt sich gänzlich mittels einer Membran oder einer Strömungsdiode unterdrücken. In der Modellbildung wären zusätzliche Komponenten zu berücksichtigen.

**Tabelle 3.1:** Ausgangswerte und Variationsbereich der Studienparameter

	Symbol	Basis	Variationsbereich	Einheit
<b>Geometrische Parameter</b>				
Wärmeübertrager				
Länge	$L_{WÜ}$	15	5...25	(mm)
Porosität	$\phi_{WÜ}$	0,7	0,2...0,9	(-)
hydraulischer Radius	$y_0$	0,6	0,2...1,4	(mm)
Regenerator				
Länge	$L_{REG}$	20	5...40	(mm)
Porosität	$\phi_{REG}$	0,8	0,7...0,9	(-)
hydraulischer Radius	$r_h$	54,8	(variabel, fixiert $N_L$ )	( $\mu\text{m}$ )
Last				
Position	$X_{Last}$	0,25	0,15...3,05	(m)
Realteil der Impedanz	$\text{Re}[Z_{Last}]$	2,705	(variable, fixiert $\eta$ )	(MPa·s/m <sup>3</sup> )
Imaginärteil der Impedanz	$\text{Im}[Z_{Last}]$	0	-1,5 ... 1,5	(MPa·s/m <sup>3</sup> )
Stützen				
Position	$X_{St}$	3,132	(variable, fixiert $Z_n$ und $\varphi$ )	(m)
Länge	$L_{St}$	0.656	(variable, fixiert $Z_n$ und $\varphi$ )	(m)
Andere				
Länge des Hohlraums am Kern	$L_{HR}$	25	20...120	(mm)
Flächenverhältnis	$A_n$	10	5...20	(-)
<b>Paramter mit Zielwert</b>				
normalisierte Impedanz	$Z_n$	8	4,5...18,5	(-)
Phasenverschiebung	$\varphi$	-20	-75...15	(°)
Lautrec-Zahl	$N_L$	0,5	0,2...1,0	(-)
Wirkungsgrad $\dot{E}_{Last}/\dot{Q}_{HWÜ}$	$\eta$	10	0,0...12,9 (10,0...16,4)	(%)
<b>Prozessparameter</b>				
Frequenz	$f$	214,5	100...250 (fixiert dann $L_{ges}$ )	(Hz)
Molmassenanteil von Helium	$n_L$	1	0...1	(-)
Betriebsdruck	$p_m$	30	5...50	(bar)
Temperatur des HWÜ (Festseite)	$T_{HWÜ}$	150	75...200	(°C)
Temperatur des KWÜ (Festseite)	$T_{KWÜ}$	15	15, 25, 35	(°C)
<b>Fixierte Paramter</b>				
Gesamtlänge des Systems	$L_{ges}$	4	(variabel nur bei $f$ -Analyse)	(m)
Durchmesser der Kernkomponenten	-	0,4	-	(m)
Basistemperatur der Rohrschleife	-	27	-	(°C)
Oberflächenrauheit der Rohrrinnenwand	-	0,0005	-	(-)
Reduktionsfaktor der Wärmeleitung im REG	-	0,2	-	(-)
Wandquerschnittsfläche des Wärmepuffers	-	0,001	-	(m <sup>2</sup> )

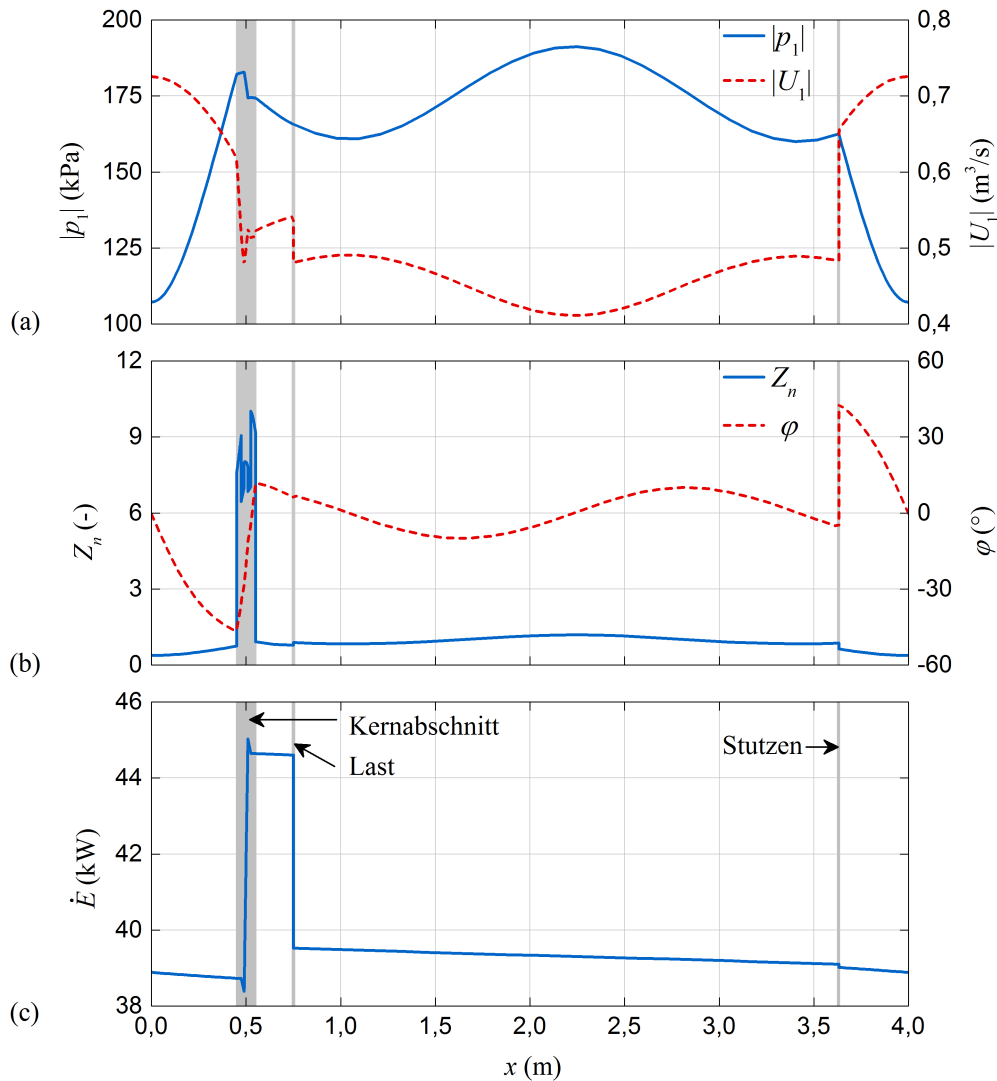


In der beschriebenen Ausgangskonfiguration werden 50,75kW Wärme vom heißseitigen Wärmeübertrager aufgenommen. Da der Wirkungsgrad auf 10% fixiert ist, können dem System 5,075kW akustischer Leistung durch die Last entnommen werden. Das Druckverhältnis zwischen der Druckamplitude und dem Betriebsdruck erreicht dabei im Regenerator annähernd 6%.

Abbildung 3.2 illustriert das akustische Feld entlang der gesamten Rohrschleife für das DeltaEC-Modell in der Ausgangskonfiguration. Die Integration startet an der Position  $x = 0\text{m}$  und damit genau 0,5m vor der Regeneratormitte. Dem Kernabschnitt dicht nachfolgend ist die Last bei der laufenden Position  $x = 0,75\text{m}$  mit der Rohrschleife verbunden. Die T-Verzweigung zum Stutzen erfolgt bei  $x = 3,623\text{m}$ . Entsprechend der Diagramme lassen sich drei akustische Bereiche klassifizieren, welche sich deutlich voneinander unterscheiden.

- Der Kernabschnitt zeigt eine Verringerung der Volumenstromamplitude  $|U_1|$ , die im allgemein herrschenden akustischen Feld begründet liegt. Unter genauer Prüfung der Mittelposition des Regenerators bei  $x = 0,50\text{m}$  wird jedoch ein steiler Anstieg von  $|U_1|$  entlang des Regenerators offensichtlich. Dieser ist auf die thermoakustische Verstärkung zurückzuführen. Gleichzeitig fällt die Druckamplitude  $|p_1|$  in einem eigentlich steigenden Umfeld wegen der viskosen Verluste innerhalb der engen Regeneratorporen ab. Verursacht durch die Vergrößerung der Querschnittsfläche erscheint die normalisierte Impedanz  $Z_n$  auf einem hohen Level, während die Phasenverschiebung  $\varphi$  gleichmäßig steigt. Beide Größen erreichen ihre Zielwerte exakt in der Regeneratormitte. Der Verlauf der akustischen Leistung  $\dot{E}$  lässt eine deutliche Verstärkung erkennen, jedoch mit signifikanten Leistungsverlusten entlang der beiden Wärmeübertrager.
- Zwischen Kernabschnitt und Stutzen befindet sich das erste Rohrschleifensegment. Es beinhaltet die Schnittstelle zur Last, welche einen plötzlichen Abfall von  $|U_1|$  und folglich auch von  $\dot{E}$  bewirkt. Die Phasenverschiebung variiert innerhalb des Segments lediglich um  $\pm 10^\circ$  und  $Z_n$  ist kontinuierlich im Bereich von 1. Diese Eigenschaften bezeugen das Vorhandensein einer beinahe optimalen Wanderwelle mit nur geringen Störungen – günstige Bedingungen für die Rückführung der akustischen Leistung. Die thermoviskosen Verluste sind verhältnismäßig gering und drücken sich durch den leichten, kontinuierlichen Abfall von  $\dot{E}$  aus.
- Das zweite Rohrschleifensegment erstreckt sich vom Stutzen bis zum kaltseitigen Ende des Kernabschnitts. Der Einfluss des Stutzens generiert einen deutlichen Sprung im Verlauf von  $|U_1|$  und  $\varphi$ . Im Anschluss erreicht  $|U_1|$  ein systemweites Maximum und  $|p_1|$  sinkt auf ein ausgeprägtes Minimum. Die Phasenverschiebung schwankt zwischen  $\pm 45^\circ$  und  $Z_n$  befindet sich nun deutlich unterhalb von 1. Die Wanderwelle ist hier relativ stark gestört und enthält große Anteile einer stehenden Welle. Für die Rückführung der akustischen Leistung zum Kern sind das ungünstige Eigenschaften, die sich aufgrund der größeren thermoviskosen Verluste in einem stärkeren Abfall von  $\dot{E}$  bemerkbar machen.

Der hier beschriebene stationäre Zustand stellt den Startpunkt für alle anschließenden Variationen der Studienparameter dar. In den späteren Diagrammen ist dieser Betriebspunkt zur besseren Nachvollziehbarkeit mit einem „+“ gekennzeichnet. Während der Analyse eines Parameters wird ausschließlich dieser Parameter variiert. Alle anderen beschriebenen Parameter werden konstant gehalten, abgesehen von denen, die in Tabelle 3.1 als abhängig bzw. variabel markiert sind.



**Abbildung 3.2:** Akustisches Feld entlang der Rohrschleife: (a) Druckamplitude  $|p_1|$  und Volumenstromamplitude  $|U_1|$ , (b) normalisierte Impedanz  $Z_n$  und Phasenverschiebung  $\varphi$  und (c) akustische Leistung  $\dot{E}$

## 3.2 Untersuchte Parameter

Die alleinige Optimierung der akustischen Bedingungen im Regenerator stellt keine ausreichende Bedingung für die Modellierung eines leistungsfähigen, thermoakustischen Rohrschleifenmotors dar. Viel bedeutender ist die Optimierung des gesamten Motors auf Systemebene, bei der die einzelnen Parameter sich gegenseitig beeinflussen und zum Teil gegenläufige Entwurfsziele besitzen. Mit Hilfe der Parameterstudie sollen diese Abhängigkeiten beurteilt werden. Im nachfolgenden Abschnitt wird hierfür zunächst jeder Parameter definiert und beschrieben.

### 3.2.1 Akustische Bedingungen im Regenerator

Die Gleichung (2.34) beschreibt den längenbezogenen, akustischen Leistungszuwachs im Regenerator und soll an dieser Stelle zur Diskussion wiederholt werden:

$$\frac{d\dot{E}}{dx} = -\frac{r_v}{2}|U_1|^2 - \frac{1}{2r_k}|p_1|^2 + \operatorname{Re}[g]\frac{|p_1||U_1|\cos(\varphi)}{2}.$$

Die beiden ersten Terme auf der rechten Seite der Gleichung beinhalten den spezifischen viskosen Widerstand  $r_v$  und den spezifischen Leitwert der thermischen Entspannung  $1/r_k$ . Sie sind stets negativ und beschreiben die thermoviskosen Verluste. Viskose Verluste sind proportional zum Quadrat der Volumenstromamplitude  $|U_1|^2$ , während thermische Entspannungsverluste proportional zum Quadrat der Druckamplitude  $|p_1|^2$  einhergehen. Der dritte Term definiert den Leistungszuwachs entlang des Regenerators. Er umfasst den komplexen Verstärkungsfaktor  $g$ , welcher von der aufgeprägten Temperaturdifferenz abhängig ist. Daraus folgt, dass die akustische Welle im Regenerator zwei Bedingungen erfüllen muss [59]: (I) Um den reversiblen Kreisprozess zu durchlaufen und den Leistungszuwachs zu maximieren, sollte die Phasenverschiebung  $\varphi$  im Bereich von  $0^\circ$  liegen; sowie (II) um die Summe thermoviskoser Verluste zu minimieren, ist eine Optimierung des Verhältnisses zwischen Druck- und Volumenstromamplitude (Impedanz aus Gleichung (2.12)), sowie der Querschnittsfläche des Regenerators erforderlich. Das Optimum ergibt sich aus denen mit Impedanz und Querschnittsfläche gegenläufigen Veränderungen von viskoser und thermischer Dissipation. Die normalisierte Impedanz  $Z_n$  aus Gleichung (2.24) kann hierfür im Allgemeinen als Indikator verwendet werden.

Für das Erreichen maximaler Effizienz mit einem oberen theoretischen Limit von 79% relativ zum Carnotwirkungsgrad, schlug Ceperley [51] einen optimalen Wert von  $Z_n = 10$  vor. Hiervon etwas abweichend sowie begründet auf den verwendeten Aufbau mit Torus und  $\lambda/4$ -Resonator, nahmen Backhaus und Swift [59] ein Optimum im Bereich von  $Z_n = 15 \sim 30$  an. Selbst wenn die idealen Größen für  $Z_n$  und  $\varphi$  bekannt sind, ist ein ausgefeiltes akustisches Netzwerk erforderlich, um sie auch zu erzielen. Ursächlich für diese Schwierigkeit ist der Kern selbst. Wird er innerhalb einer ansonsten gleichförmigen Rohrschleife integriert, ändert sich die lokale akustische Impedanz und verursacht Reflektionen. Die Reflektionen überlagern die ursprüngliche Wanderwelle. Sie fügen ihr Komponenten einer stehenden Welle zu, welche die gewünschten Bedingungen verhindern. Durch das Einführen einer ausgleichenden Impedanz an anderer Stelle können die zusätzlichen Störungen zu einer gegenseitigen Auslöschung führen. Insgesamt verbessern sich dann die akustischen Bedingungen.

Mehrstufige Rohrschleifensysteme können akustisch symmetrisch aufgebaut werden. Bei gleichmäßiger Verteilung der Stufen entlang der Rohrschleife heben sich Störungen gegenseitig auf. In Kombination mit der vergrößerten Querschnittsfläche des Kerns werden automatisch günstige Bedingungen im Regenerator sichergestellt [9]. Ein- oder zweistufige Systeme mit akustisch asymmetrischer Konfiguration benötigen zusätzliche Maßnahmen zur Impedanzanpassung. Yu et al. [15] nutzten einen Stutzen, um die von einer Last hervorgerufenen akustischen Reflektionen auszulöschen. Auf diese Weise konnten sie die Last an das akustische Netzwerk anpassen und schadhafte Verluste innerhalb der Rohrschleife vermeiden. Über die Längenänderung des Stutzens mittels eines Kolbens waren sie in der Lage, die induzierten akustischen Reflektionen zu steuern. Sie zeigten damit, dass sich ein Stutzen mit variabler Länge zur Phasen- und Impedanzanpassung nutzen lässt. Kang et al. [16] korrigierten das akustische Feld durch die Kombination eines Stutzens mit einem Kugelventil. Jin et al. [17] analysierten Konzept und Funktionsweise der Phasenanpassung mittels eines nachgiebig oder resistiv wirkenden Rohrabschnitts. Sie wiesen darauf hin, dass ein nachgiebiger Rohrabschnitt mit vergrößerter Querschnittsfläche sehr ähnlich funktioniert wie ein Stutzen. Beide dienen zwei Gründen: (I) die durch Stutzen oder Rohraufweitung erzielte Volumenvergrößerung kann als akustisch weiche, also nachgie-

bige Randbedingung aufgefasst werden. Wenn sie eine viertel Wellenlänge vor oder nach dem Kern gesetzt wird, kann sie die Impedanz im Kern effektiv beeinflussen; (II) das nachgiebige Verhalten des Volumens beeinflusst vor allem Phase und Amplitude von  $U_1$  (vgl. Abschnitt 2.3.1) und verschiebt damit auch die Verteilung von  $\varphi$  im gesamten System. Erst kürzlich nutzten Al-kayiem und Yu [18] für die Manipulation des akustischen Feldes ein zusätzliches Volumen, welches über ein Ventil mit der Rohrschleife verbunden war. Das Funktionsprinzip scheint dem eines Stutzens oder einer Rohraufweitung sehr ähnlich.

Auf Grundlage dieser Arbeiten kann angenommen werden, dass sich die akustischen Bedingungen im Regenerator,  $Z_n$  und  $\varphi$ , innerhalb eines weiten Bereichs über die Variation von Stutzenlänge  $L_{St}$  und Stutzenposition  $X_{St}$  einstellen lassen. Durch die Nutzung zweier Schätz- und Zielwertpaare können  $Z_n$  und  $\varphi$  durch entsprechende Anpassung von  $L_{St}$  und  $X_{St}$  innerhalb des Simulationsmodells gezielt geändert bzw. konstant gehalten werden. Eine Änderung ist vorteilhaft, um die von  $Z_n$  und  $\varphi$  ausgehenden Einflüsse auf die Leistungsfähigkeit des Systems zu analysieren. Eine Fixierung der Werte ist hingegen für die unabhängige Untersuchung anderer Parameter notwendig. Dieser neuartige Ansatz kann dabei helfen, ein umfassenderes Verständnis des Gesamtsystems zu erlangen.

### 3.2.2 Geometrie des Regenerators

Ein aus gestapelten Geweben aufgebauter Regenerator kann über drei Parameter charakterisiert werden: dem hydraulischen Radius  $r_h$ , der volumetrischen Porosität  $\phi_{REG}$  und der Länge in Richtung der Wellenausbreitung  $L_{REG}$ .

Wie bereits in Abschnitt 2.2.2.1 erläutert, wird für thermoakustische Maschinen nach dem Prinzip einer Wanderwelle ein sehr guter thermischer Kontakt zwischen Arbeitsgas und Gewebematerial benötigt. Der hydraulische Radius aus Gleichung (2.15) muss viel kleiner sein als die thermische Eindringtiefe, gebildet nach Gleichung (2.18). Da die thermische Eindringtiefe Abhängigkeiten von Temperatur und Frequenz besitzt, ist sie für verschiedene simulierte Betriebszustände nicht konstant und verändert hierdurch das Verhältnis zum hydraulischen Radius. Es ist daher vorteilhaft, derartige Effekte von vornherein zu kompensieren, indem der hydraulische Radius stets so angepasst wird, dass er sich in einem konstanten Verhältnis zur thermischen Eindringtiefe befindet. Das Verhältnis wird mit der dimensionslosen Lautrec-Zahl  $N_L$  ausgedrückt und bildet sich zu:

$$N_L = \frac{r_h}{\delta_\kappa}. \quad (3.1)$$

Das genaue Optimum für  $N_L$  ergibt sich aus einem Kompromiss zwischen einem ungenügenden thermischen Kontakt bei hohen Werten und steigenden viskosen Verlusten bei abfallenden Werten. Darüber hinaus scheinen Abhängigkeiten von anderen Parametern zu bestehen. Yu et al. [110] untersuchten den Einfluss der Lautrec-Zahl auf die zum Einsetzen der akustischen Schwingung erforderliche Starttemperatur eines thermoakustischen Motors. Sie fanden ein Optimum in einem engen Bereich zwischen 0,18...0,26 – weitgehend unabhängig von Arbeitsgas, Betriebsdruck und hydraulischem Radius. Etwas später zeigten Yu und Jaworski [111], dass der optimale Wert von der normalisierten Impedanz abhängig ist und demnach zwischen 0,5 bei  $Z_n = 6$  und 0,3 bei  $Z_n = 36$  schwankt. Ein vom Betriebsdruck weitgehend unabhängiges Optimum bei 0,32 wurde von Zhang und Chang [109] für einen vierstufigen Motor identifiziert.

Alle angegebenen Werte wurden für die Optimierung der Starttemperatur beobachtet. Bei Auswahl einer anderen zu optimierenden Größe, wie z.B. der maximalen Leistung bei einer gegebenen Temperatur, ist wahrscheinlich mit abweichenden Werten zu rechnen.

Die volumetrische Porosität sollte eher groß sein. Einerseits, um dem oszillierenden Gas einen freien Querschnitt zu geben und die Schallschnelle  $u_1$  zu verringern; andererseits, um die Querschnittsfläche des Gwebematerials zu verringern, die zu Wärmeleitungsverlusten zwischen Heiß- und Kaltseite beiträgt. Problematische Effekte können auftreten, wenn sich die Porosität 1 annähert. Die Wärmekapazität des Materials zur Aufrechterhaltung der isothermen Randbedingung kann zu gering werden. Mechanische Festigkeit und schlechte Fertigbarkeit der Gewebe könnten weitere Schwierigkeiten darstellen. Für experimentelle Aufbauten wird häufig eine Porosität zwischen 0,7 und 0,8 appliziert.

Die Länge des Regenerators hat nach Gleichung (2.34) einen starken Einfluss auf die viskosen Verluste. Konsequenterweise sollte sie deshalb kurz gehalten werden. Auf der anderen Seite verursacht eine Verkürzung einen Anstieg der Wärmeleitungsverluste. Das Vorhandensein eines Optimums wird augenscheinlich. Im verwendeten Simulationsmodell bewirkt eine Veränderung der Regeneratorlänge eine entgegengerichtete Anpassung der Länge der Hohlräume. Auf diese Weise bleibt sowohl die Länge des Kernabschnitts als auch die Position des Regenerators innerhalb der Rohrschleife konstant.

### 3.2.3 Geometrie der Wärmeübertrager

Für die Studie wurden Plattenwärmeübertrager verwendet, die sich mit folgenden drei Parametern beschreiben lassen: dem hydraulischen Radius  $y_0$ , der volumetrischen Porosität  $\phi_{WU}$  sowie der Länge in Richtung der Wellenausbreitung  $L_{WU}$ . Aus geometrischer Sicht sind sie den Parametern des Regenerators sehr ähnlich.

Die für die Zu- und Abfuhr von Wärme zwischen Gas und Wärmeübertragern benötigte Temperaturdifferenz hat einen bedeutenden Einfluss auf die Leistungsfähigkeit des Systems, insbesondere bei der Nutzung niedertemperierter Wärmequellen. Die sowohl heiß- als auch kaltseitig notwendige Temperaturdifferenz beschränkt nicht nur die übertragbare Wärmemenge. Sie limitiert auch den Wirkungsgrad durch die Reduktion der thermodynamisch entscheidenden Temperaturdifferenz entlang des Regenerators. Aus exergetischer Sicht kann nur ein Teil der von Wärmequelle und -senke bereitgestellten Temperaturdifferenz für den thermoakustischen Prozess genutzt werden.

DeltaEC benutzt mit dem sogenannten *boundary layer conduction model* [112] einen eher einfachen Ansatz zur Berechnung des Wärmeübergangs. Hierbei ist die Wärmemenge  $\dot{Q}$  proportional zur Temperaturdifferenz  $\Delta T$  zwischen der Gas- und Feststoffseite. Der Zusammenhang ergibt sich wie folgt:

$$\Delta T = \frac{\dot{Q}}{h \cdot A_{Gas} \cdot x_{eff}/y_0} \quad (3.2)$$

mit Nutzung des Wärmeübergangskoeffizienten  $h$

$$h = \frac{k}{y_{eff}} \quad (3.3)$$

und

$$x_{eff} = \min[2|\xi_1|, L_{WÜ}] , \quad (3.4)$$

$$y_{eff} = \min[\delta_k, y_0] \quad (3.5)$$

mit der freien Querschnittsfläche für die Gasschwingung  $A_{Gas}$ , der effektiven Länge  $x_{eff}$ , der Schallauslenkung  $|\xi_1| = |U_1|/(\omega A)$  und der effektiven queren Länge  $y_{eff}$ . Der Proportionalitätsfaktor aus Gleichung (3.2) ist nicht validiert und scheint nur innerhalb eines Faktors von 2 genau zu sein [113]. Kamsanam et al. [112] haben außerdem darauf hingewiesen, dass das Modell den Wärmeübertragungskoeffizienten zwar überschätzt, die Vorhersagen im Vergleich zu anderen Modellen aber dennoch nah an den experimentellen Werten liegen. Piccolo und Pistone [114] verglichen weitere Modelle miteinander und kamen zu ähnlichen Ergebnissen. Da es bisher kein universell gültiges Modell für die Beschreibung des Wärmeübergangs in einer oszillierenden Gasströmung gibt, sind die quantitativen Simulationsergebnisse mit einiger Vorsicht zu betrachten. Das qualitative Verhalten kann hingegen als realitätsnah eingestuft werden.

Die wesentliche Aussage der Gleichungen (3.4) und (3.5) ist die, dass der effektiv wirksame Wärmeübergang maximal im Bereich der doppelten Schallauslenkung  $2|\xi_1|$  in axialer Richtung und nur innerhalb der thermischen Eindringtiefe  $\delta_k$  in querer Richtung stattfindet. Für eine gegebene Platte würde eine hierüber hinausgehende Länge  $L_{WÜ}$  bzw. ein noch größerer hydraulischer Radius  $y_0$  die übertragene Wärmemenge nicht steigern. Die thermoviskosen Verluste würden sich jedoch vergrößern.

Praktisch ist  $y_0$  in den meisten Fällen viel größer als  $\delta_k$ , ganz besonders in Systemen mit hoher Resonanzfrequenz und einem großen Betriebsdruck. Trotzdem kann die Reduktion von  $y_0$  zu einer Erhöhung des Wärmeübertrags führen und zwar dann, wenn die Reduktion durch eine Vergrößerung der Gesamtanzahl der Platten und damit der Wärmeübertragungsfläche erzielt wird.

Eine Vergrößerung oder Verkleinerung der Porosität  $\phi_{WÜ}$  senkt bzw. steigert die Schallschnelle  $|u_1|$ . Dies kann für die Wärmeübertragung vorteilhaft sein, wenn die Länge des Wärmeübertragers nicht der optimalen doppelten Schallauslenkung entspricht. Analog hierzu kann auch die Länge direkt an  $2|\xi_1|$  angepasst werden, ohne  $\phi_{WÜ}$  modifizieren zu müssen. Genau wie im Zusammenhang mit der Regeneratorlänge beschrieben, wird bei einer Änderung von  $L_{WÜ}$  die Länge der Hohlräume angepasst, so dass die Gesamtlänge des Kernabschnitts konstant bleibt.

### 3.2.4 Flächenverhältnis und Länge der Hohlräume

Das Flächenverhältnis  $A_n$  beschreibt die Aufweitung der Querschnittsfläche des Kerns in Relation zur Querschnittsfläche der Rohrschleife. Sie ist für die Erzeugung einer erhöhten normalisierten Impedanz notwendig. Die Schallschnelle wird hierdurch verringert. Lawn [115] stellte heraus, dass ein hohes Flächenverhältnis zwar geeignet ist, eine hohe Impedanz zu erreichen, häufig aber auch mit größeren Reibungsverlusten und anderen Strömungsverlusten innerhalb der Rohrschleife einhergeht. Für Rohrschleifenmotoren wurden bisher vielfältige Flächenverhältnisse angewendet. Yazaki et al. [52] nutzten anfänglich ein Verhältnis von 1, Kang et al. [16] verwendeten 3, Yu et al. [116] hatten 4, der Aufbau von Lawn [115] enthielt 9, de Blok [9] arbeitete mit 11,5, Jin et al. [14] verwendete 14,5 und Bi et al. [13] benutzten schließlich 16. Aus Anwendungssicht könnte die Nutzung eines hohen Flächenverhältnisses sinnvoll sein, selbst wenn es zusätzliche akustische Verluste auslöst. Das zu bedruckende Volumen würde kleiner werden, was sich positiv auf die Anlagengröße und das Gewicht auswirkt. Im

gleichen Zug könnte sich damit die volumen- und/oder massespezifische Leistungsdichte erhöhen. Ein engerer Rohrdurchmesser würde auch die minimalen Biegeradien der Rohre weniger stark limitieren und so unter Umständen eine engere Packungsweise der Anlage ermöglichen. Durch die höhere Druckbeständigkeit engerer Rohre wäre die Anwendung größerer Betriebsdrücke bei gleicher Wanddicke denkbar.

Die Verbindung der Rohrschleife mit dem thermoakustischen Kern erfolgt über die beidseitig des Kerns gesetzten Hohlräume. Sie sollen die radiale Ausbreitung der akustischen Welle sicherstellen, so dass alle Querschnittsbereiche des Kerns gleichmäßig beeinflusst werden. Häufig wird hierfür auch ein Übergangskonus genutzt, der gleichzeitig das Risiko für Strömungsablösungen reduziert. Für ein großes Flächenverhältnis müsste dann ein sehr langgezogener Übergang verwendet werden, was bauliche Schwierigkeiten implizieren kann. Ein kurzer Übergang wird oftmals bevorzugt, die zusätzlichen Verluste akzeptiert. Der Einsatz von Strömungsgleichrichtern aus Drahtgeweben kann diese Verluste potenziell reduzieren. Im Rahmen der Parameterstudie sollen die verschiedenen Übergangsvarianten mit der Länge des Hohlraums  $L_{HR}$  Berücksichtigung finden. Da Strömungseffekte vernachlässigt werden und die Rohraufweitung durch den Übergang ein weitestgehend nachgiebiges Verhalten besitzt, hat die Form des Hohlraums (zylindrisch oder konisch) nur einen geringen Einfluss und würde für gleiche Volumen sehr ähnliche Werte liefern.

Mit Änderung von Flächenverhältnis und Hohlraumlänge werden die akustischen Eigenschaften des Kernabschnitts stark beeinflusst. Eine vergleichsweise große Änderung der Stutzenlänge und -position zur Anpassung an die variierten Bedingungen ist voraussehbar. In Bezug auf das Simulationsmodell wird darauf hingewiesen, dass der Durchmesser des Kernabschnitts stets 0,40m beträgt und sich der Durchmesser der Rohrschleife entsprechend anpasst. Darüber hinaus ist der Durchmesser des Stutzens an den Rohrschleifendurchmesser gekoppelt.

### 3.2.5 Akustische Last und Wirkungsgrad

Die Wandlung akustischer Leistung in besser nutzbare elektrische Leistung erfolgt im Allgemeinen mittels Lineargeneratoren [4], [13], [117], [118] oder umfunktionierten Lautsprechern [15]. Eine weitere Möglichkeit der akustisch-elektrischen Wandlung stellen magnetohydrodynamische Generatoren dar, in denen ein elektrisch leitendes Fluid, dass von der oszillierenden Schallschnelle angetrieben wird, durch ein Magnetfeld strömt [60], [119]. Darüber hinaus bieten piezoelektrische Wandler eine weitere Option [68], [69], [95], [120]. Neuerdings werden auch bidirektional Turbinen mit Generator entwickelt [22]. Außerdem ist es möglich, die akustische Leistung direkt in einer als Kältemaschine arbeitenden Stufe zu nutzen [108]. Akustisch gesehen besitzen die unterschiedlichen Energiewandler eine spezielle akustische Impedanz, mit der sie an das akustische Feld des Motors gebunden werden. Sie bestimmt den Anteil akustischer Leistung, welcher aus der Rohrschleife entnommen wird. Gleichzeitig beeinflusst sie die akustischen Feldeigenschaften. Beide Effekte sind vom Realteil und Imaginärteil der Lastimpedanz,  $\text{Re}[Z_{Last}]$  und  $\text{Im}[Z_{Last}]$ , abhängig. Außerdem stehen sie in Rückkopplung mit den lokal in der Rohrschleife vorherrschenden akustischen Bedingungen an der Position der Last  $X_{Last}$ .

Eine Verkleinerung der Lastimpedanz bewirkt, dass ein größerer Anteil akustischer Leistung aus dem System entnommen wird. Sie hat einen direkten Einfluss auf den Wirkungsgrad  $\eta$ :

$$\eta = \frac{\dot{E}_{Last}}{\dot{Q}_{HWÜ}} \quad (3.6)$$

mit der von der Last konsumierten akustischen Leistung  $\dot{E}_{Last}$  sowie der dem heißseitigen Wärmeübertrager zugeführten Wärmeleistung  $\dot{Q}_{HWÜ}$ . Wang et al. [118] wiesen darauf hin, dass das Betriebsoptimum für maximale Leistung bzw. Wirkungsgrad bei unterschiedlicher Lastimpedanz erreicht wird. Des Weiteren ist die Verwendung einer Last mit möglichst kleinem Imaginärteil vorteilhaft.

Aus diesem Grund wird die Lastimpedanz während der Untersuchung anderer Parameter stets vollständig real gehalten ( $\text{Im}[Z_{Last}] = 0$ ). Weiterhin ist der Realteil der Last immer so angepasst, dass die Bedingung  $\eta = \text{konstant}$  erfüllt wird. Der für die Studie ausgewählte konstante Wirkungsgrad von 10% entspricht für gewöhnlich einem Betriebspunkt, welcher zwischen dem jeweiligen Maximum für Wirkungsgrad bzw. Leistung liegt.

### 3.2.6 Prozessparameter - Druck, Gas, Resonanzfrequenz und Temperatur

Mit Helium bei 30bar wurde eine häufig verwendete und somit vergleichbare Kombination von Arbeitsgas und Betriebsdruck als Referenzpunkt gewählt [59]. Der Einfluss des Arbeitsgases auf die Leistungsfähigkeit thermoakustischer Motoren ist bereits weitreichend untersucht worden [121], [122]. Wegen seiner günstigen Eigenschaften (z.B. Prandtl-Zahl, Isentropenexponent, Schallgeschwindigkeit) wird häufig Helium für Motoren mit hoher Leistungsdichte verwendet. Unabhängig davon bringt es jedoch einige Nachteile mit sich, z.B. hohe Kosten, besondere Anforderungen zur Vermeidung von Leckagen und eine nicht nachhaltige Förderung. Hinzu kommt, dass andere Gase unter Umständen eine geringere Temperaturdifferenz zum Start der akustischen Schwingung benötigen [17]. Eine höhere Gasdichte kann außerdem vorteilhaft für die akustisch-elektrische Wandlung sein [22]. Innerhalb der Studie wird Argon im Vergleich zu Helium verwendet, um Schlussfolgerungen bezüglich der Leistungsfähigkeit und eventueller geometrischer Anpassungen des Aufbaus ziehen zu können.

Ähnlich motiviert ist die Untersuchung über den Einfluss des Betriebsdrucks. Hier ist ein positiver Zusammenhang mit der Leistungsfähigkeit zu erwarten. Ein höherer Druck ermöglicht größere Druckamplituden, die wegen der höheren charakteristischen Impedanz (vgl. Formel (2.23)) mit einer weniger stark zunehmenden Schallschnelle und damit relativ geringeren viskosen Verlusten verbunden sind.

Der Einfluss der Resonanzfrequenz soll durch Variation der Rohrschleifenlänge analysiert werden. Die Frequenz hat vor allem auf die Verlustterme aus Gleichung (2.34) einen maßgeblichen Einfluss. Mit größerer Frequenz steigen die thermoviskosen Verluste deutlich an und verringern den Leistungszuwachs entlang des Regenerators. Andererseits ist eine Verringerung der Frequenz an eine Verlängerung der Rohrschleife gekoppelt. Wegen der vergrößerten Kontaktfläche zwischen Rohrwand und Gas entstehen höhere Verluste. Ein frequenzabhängiges Optimum der Leistungsfähigkeit ist zu erwarten. Neben der Rohrschleifenlänge wird die Resonanzfrequenz auch vom Volumen des Kernabschnitts und des Stützens beeinflusst. Da für die Untersuchung anderer Parameter die Gesamtlänge des Systems konstant bleibt, variiert die Frequenz innerhalb bestimmter Grenzen. Die Untersuchungsergebnisse können dabei helfen, den hierdurch bedingten Störeinfluss zu beurteilen.



Die Basiskonfiguration wurde so gewählt, dass die Verwendung niedertemperierter Wärme bei einer zugeführten Temperatur von  $T_{HW\dot{U}} = 150^\circ\text{C}$  und einer Abgabe bei  $T_{KW\dot{U}} = 15^\circ\text{C}$  möglich ist. Das exergetische Potenzial der Wärme kann über den Carnot-Wirkungsgrad  $\eta_C$  ausgedrückt werden:

$$\eta_C = \frac{T_{HW\dot{U}} - T_{KW\dot{U}}}{T_{HW\dot{U}}} = 31,9\% . \quad (3.7)$$

Wie eingangs erwähnt, berücksichtigt eine solche Definition keine Temperaturdifferenzen, welche für die Übertragung der Wärme von und zur tatsächlich genutzten Wärmequelle bzw. -senke benötigt werden. Diese würden das exergetische Potenzial erhöhen. Für das Simulationsmodell sind die thermischen Randbedingungen über die Festseitentemperatur der Wärmeübertrager gegeben.

Um die Güte des thermoakustischen Motors unabhängig von den thermischen Randbedingungen beurteilen zu können, wird der Wirkungsgrad  $\eta$  auf den Carnotwirkungsgrad  $\eta_C$  bezogen. Der relative Carnotwirkungsgrad  $\eta_{relC}$ , häufig auch als exergetischer Wirkungsgrad nach dem zweiten Hauptsatz der Thermodynamik bezeichnet, bildet sich zu:

$$\eta_{relC} = \frac{\eta}{\eta_C} . \quad (3.8)$$

Da der Carnotwirkungsgrad aufgrund der Studienrandbedingung unterschätzt ist, kann auch der relative Carnotwirkungsgrad nicht ohne weiteres auf einen realen Aufbau übertragen werden und ist mit großer Wahrscheinlichkeit zu optimistisch. Die thermischen Bedingungen hängen stark von der jeweiligen Anwendung ab und sind in den seltensten Fällen konstant. Zur Identifizierung der thermischen Einsatzgrenzen für den diskutierten Motorentyp wurde die Temperatur der Wärmezufuhr im Bereich von  $80^\circ\text{C}$  bis  $200^\circ\text{C}$  für unterschiedliche Wirkungsgrade variiert. Gleichmaßen ist die kaltseitige Temperatur verändert worden, um den Einfluss einer weniger effizienten Wärmesenke zu simulieren.

### 3.3 Ergebnisse und Diskussion

Die Analyse der nachfolgend vorgestellten Ergebnisse konzentriert sich auf die Diskussion derjenigen Simulationsparameter, welche ausschlaggebend variiert wurden. Für ein umfassendes Verständnis kann ein Blick auf sämtliche sich in Folge von Abhängigkeiten geänderten Größen hilfreich sein. Sie werden zusammengefasst im Anhang A dargestellt.

#### 3.3.1 Akustische Bedingungen im Regenerator

Indem Position und Länge des Stutzens verändert werden, lassen sich die normalisierte Impedanz  $Z_n$  und die Phasenverschiebung  $\varphi$  gezielt einstellen. Abbildung 3.3(a) zeigt die von der Last entnommene akustische Leistung  $\dot{E}_{Last}$ . Ein Optimum lässt sich für die Werte  $Z_n = 8$  und  $\varphi = -30^\circ$  mit  $5264\text{ W}$  ausmachen. Gemäß der Theorie wäre dieser Punkt dichter bei  $Z_n = 10$  und  $\varphi = 0^\circ$  erwartet worden.

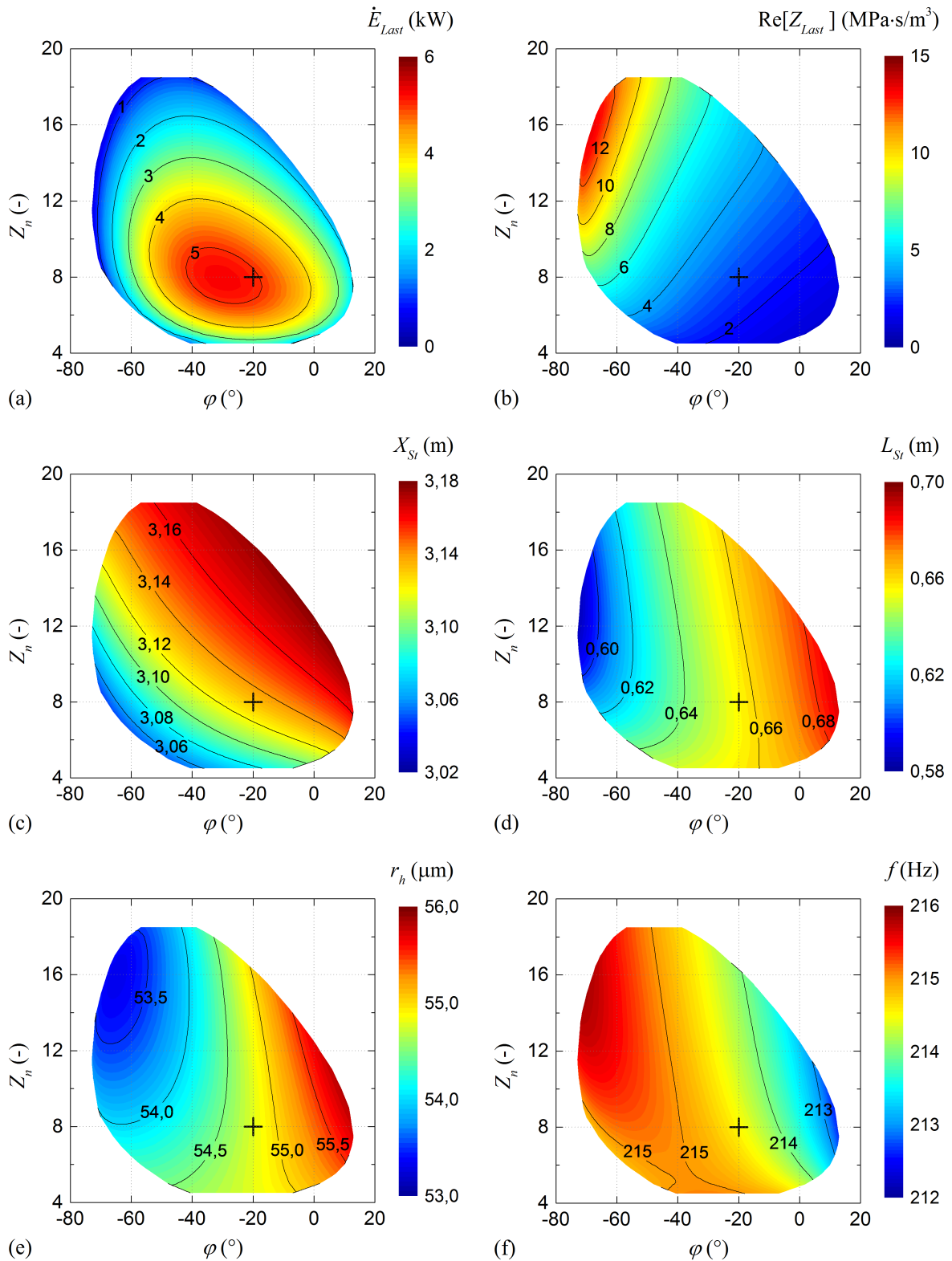
Die Abweichung von  $Z_n$  kann mit Hilfe der in der Literatur gemachten Gültigkeitseinschränkungen erklärt werden. Das Optimum wurde hier für den maximalen Wirkungsgrad abgeleitet. Ein hohes  $Z_n$  lässt den Wirkungsgrad in Folge geringerer viskoser Verluste steigen, limitiert gleichzeitig aber den

akustischen Leistungsdurchsatz. Innerhalb der Studie ist der Wirkungsgrad auf 10% fixiert – unterhalb des maximalen Wirkungsgrades. Wäre ein höherer Wirkungsgrad als Basis gewählt worden, so würde sich einerseits der mögliche Betriebsbereich im  $Z_n$ - $\varphi$  Feld verkleinern, gleichzeitig würde der Punkt maximaler Leistung in Richtung eines größeren  $Z_n$  wandern. Das exakte Gegenteil hiervon ist für die Wahl eines geringeren Wirkungsgrades zu erwarten.

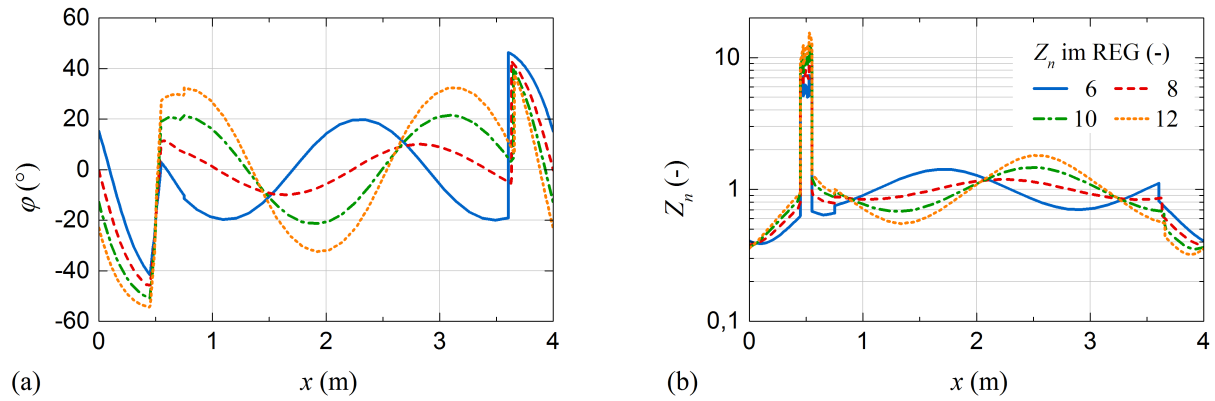
Die Diskrepanz im Wert für  $\varphi$  steht vermutlich im Zusammenhang mit der Verteilung des akustischen Feldes entlang der gesamten Rohrschleife. Das Optimum ist nicht mehr ausschließlich von den idealen akustischen Bedingungen im Regenerator abhängig, sondern berücksichtigt auch thermoviskose Verluste in der Rohrschleife, dem Stutzen und den Wärmeübertragern. Das akustische Feld kann mittels des Stutzens zwar so manipuliert werden, dass es die Bedingung  $\varphi = 0^\circ$  im Regenerator erfüllt, verursacht dann aber größere Verluste entlang der Rohrschleife. Andersherum können geringere Rohrschleifenverluste einen reduzierten Leistungszuwachs entlang des Regenerators mehr als ausgleichen. Sie verschieben das Optimum in einen Bereich, der auf Komponentenebene betrachtet, weniger günstig erscheint. Indes muss das nicht die einzige Ursache für den beschriebenen Effekt sein. Diese Vermutung wird von der nicht eingängigen Beobachtung unterstützt, dass sich die optimale Phasenverschiebung bei einer Simulation mit höherem Wirkungsgrad weiter von  $0^\circ$  entfernt, jedoch bei einem geringeren Wirkungsgrad näher an  $0^\circ$  heranrückt. Es ist bemerkenswert, dass auch Ueda et al. [123] bei der experimentellen Untersuchung eines thermoakustischen Motors mit Torus und  $\lambda/4$  Resonator auf die Vorteilhaftigkeit einer negativen Phasenverschiebung hinwiesen. Sie fanden ein Leistungsoptimum bei  $\varphi = -20^\circ$ , welches deutlich näher an den beobachteten Werten liegt. Die von ihnen angeführte Begründung trifft allerdings nicht ohne weiteres auf das hier untersuchte System zu.

Darüber hinaus sind die optimalen Werte für  $Z_n$  und  $\varphi$  nicht ausschließlich vom angewendeten Wirkungsgrad abhängig, sondern werden auch von anderen Parametern beeinflusst, wie beispielsweise den geometrischen Größen der Wärmeübertrager und des Regenerators. Wenn sie zu einem höheren akustischen Widerstand führen (z.B. durch Verlängerung oder Verengung des hydraulischen Radius), wird das Optimum für  $Z_n$  bei höheren Werten liegen und  $\varphi$  wird ebenfalls beeinflusst.

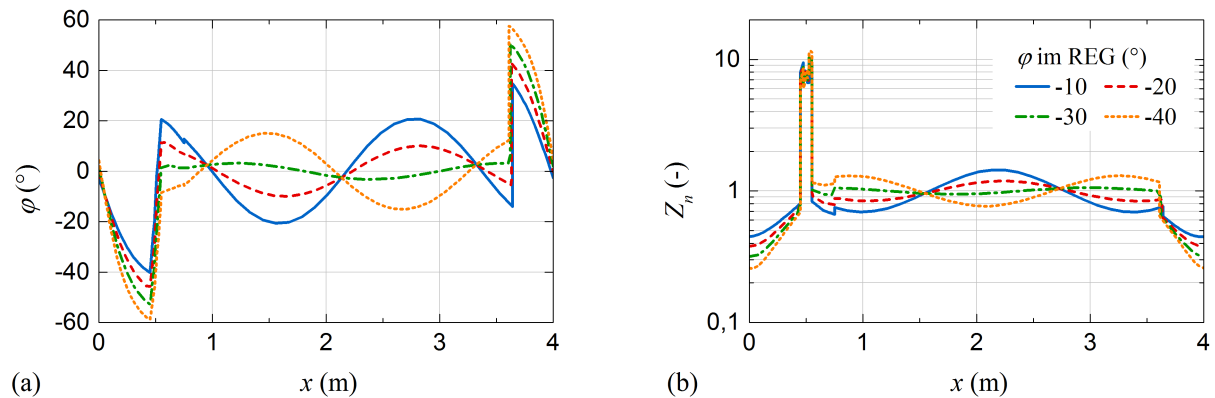
Die Abbildungen 3.3(b)-(e) stellen die abhängigen Parameter, welche zum Erreichen von Zielwerten automatisch nachgeführt wurden, dar. Abbildung 3.3(f) zeigt die Resonanzfrequenz, die als besonders einflussreiche Eigenschaft zusätzlich aufgeführt wird. Die Stutzenposition  $X_{St}$  in (c) und die Stutzenlänge  $L_{St}$  in (d) werden zur Regulierung von  $Z_n$  und  $\varphi$  genutzt. Es gilt zu beachten, dass die Leistungsfähigkeit sehr empfindlich auf Änderungen von  $X_{St}$  und  $L_{St}$  reagiert. Der gesamte Funktionsbereich umfasst für beide Größen nur etwa eine Weite von je 0,10 m. Zum Einstellen des Optimums ist eine Genauigkeit im Millimeterbereich notwendig. Der Realteil der Lastimpedanz  $\text{Re}[Z_{Last}]$  in Abb. 3.3(b) variiert über einen großen Bereich in Folge der Fixierung des Wirkungsgrades. Er zeichnet die Veränderung des akustischen Feldes an der Lastposition nach. Der hydraulische Radius des Regenerators in Abb. 3.3(e) wird nur relativ kleinen Änderungen unterzogen, welche sich in Folge der Fixierung der Lautrec-Zahl ergeben. Als Hauptursache kann die Änderung der Stutzenlänge angenommen werden. Diese beeinflusst über die in (f) dargestellte Resonanzfrequenz gleichzeitig auch die thermische Eindringtiefe. Ein weiterer, wenn auch weniger stark ausgeprägter Einfluss ergibt sich aus den temperaturabhängigen Gaseigenschaften durch die Verschiebung der Mitteltemperatur des Regenerators.



**Abbildung 3.3:** Einfluss der normalisierten Impedanz  $Z_n$  und der Phasenverschiebung  $\varphi$  in der Regeneratormitte auf (a) die von der Last entzogene akustische Leistung  $\dot{E}_{Last}$ , (b) den Realteil der Lastimpedanz  $\text{Re}[Z_{Last}]$ , (c) die Stutzenposition  $X_{St}$ , (d) die Stutzenlänge  $L_{St}$ , (e) den hydraulischen Radius des Regenerators  $r_h$  und (f) die Resonanzfrequenz  $f$

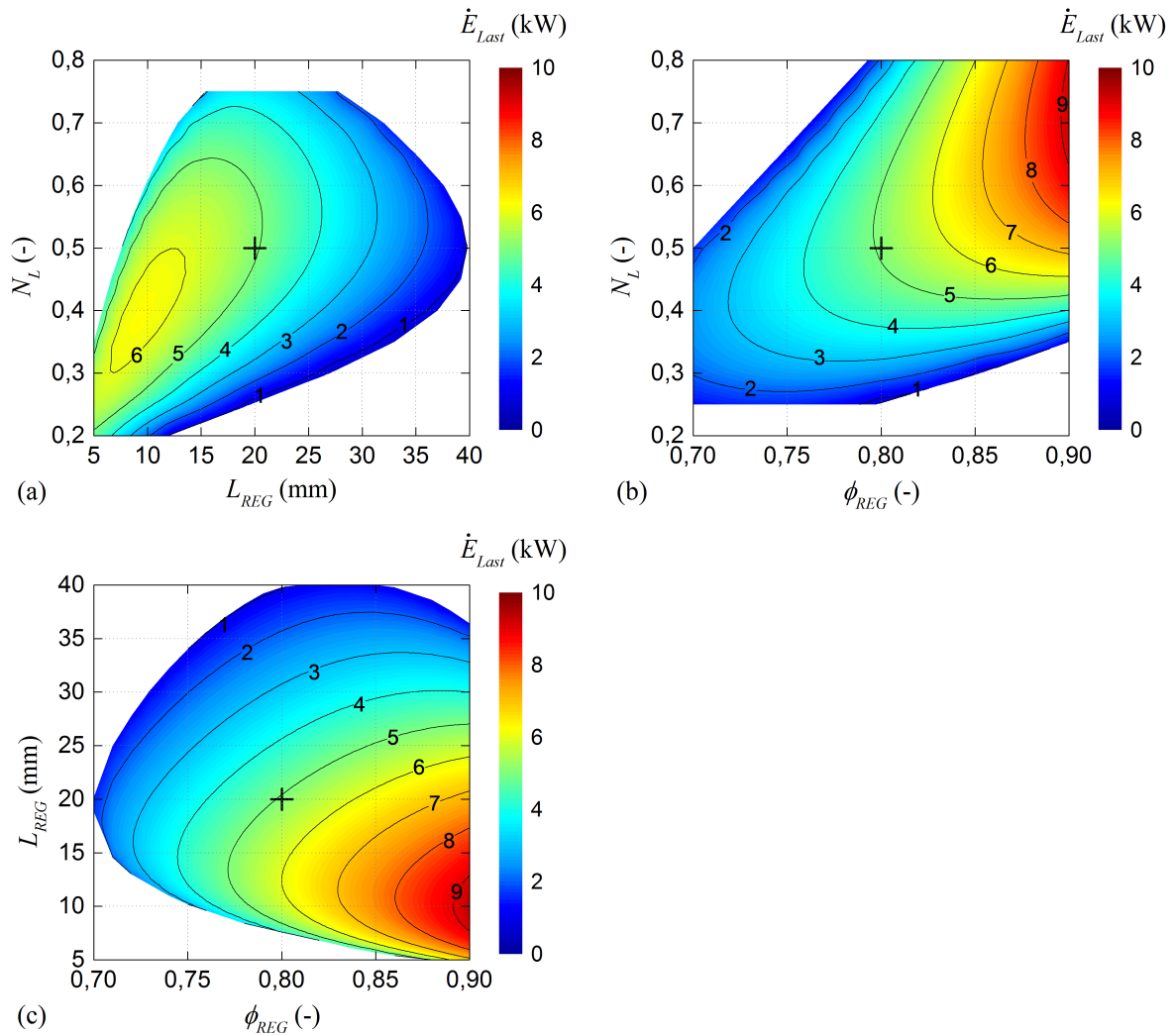


**Abbildung 3.4:** Einfluss der Variation der normalisierten Impedanz in der Regeneratormitte bei fixierter Phasenverschiebung von  $-20^\circ$  auf die Verläufe von (a) der normalisierten Impedanz  $Z_n$  und (b) der Phasenverschiebung  $\varphi$  entlang der Rohrschleife



**Abbildung 3.5:** Einfluss der Variation der Phasenverschiebung in der Regeneratormitte bei gleichzeitig fixierter normalisierter Impedanz von 8 auf die Verläufe von (a) der normalisierten Impedanz  $Z_n$  und (b) der Phasenverschiebung  $\varphi$  entlang der Rohrschleife

Die akustischen Bedingungen entlang der Rohrschleife haben einen ähnlich großen Einfluss auf die Leistungsfähigkeit des Systems wie die Bedingungen im Regenerator. Zur Verdeutlichung stellen die Abbildungen 3.4 und 3.5 den Verlauf von (a) Phasenverschiebung und (b) normalisierter Impedanz entlang des Systems für verschiedene fixierte Bedingungen im Regenerator gegenüber. Abbildung 3.4 zeigt Verläufe bei konstanter Phasenverschiebung im Regenerator von ( $\varphi = -20^\circ$ ), aber verschiedener normalisierter Impedanz. Optimale Werte für den verlustarmen Leistungstransfer entlang der Rohrschleife sind eine Phasenverschiebung von  $0^\circ$  und eine normalisierte Impedanz von 1. Aus der Darstellung wird ersichtlich, dass der Kurvenverlauf für  $Z_n = 8$  am wenigsten schwankt und diese Bedingungen am besten erfüllt. Die Abb. 3.5 stellt die Verläufe bei fixierter normalisierter Impedanz im Regenerator ( $Z_n = 8$ ), aber unterschiedlichen Werten der Phasenverschiebung dar. Hier weist der Kurvenverlauf von  $\varphi = -30^\circ$  die geringste Schwankung auf. Es ist bemerkenswert, dass der Punkt des optimalen akustischen Feldes mit dem Leistungsmaximum zusammenfällt. Auch wenn dies nicht die einzige Ursache für die Vorteilhaftigkeit einer negativen Phasenverschiebung im Regenerator ist, so sind günstige Rohrschleifenbedingungen doch zumindest ein Indiz für einen effizienten Betrieb. In den Darstellungen bilden sich Knotenpunkte aus, wo normalisierte Impedanz bzw. Phasenverschiebung konstant sind. Die Knotenposition im Verlauf der normalisierten Impedanz von Abb. 3.4 scheint mit denen der Phasenverschiebung von Abb. 3.5 übereinzustimmen. Gleiches gilt umgekehrt.



**Abbildung 3.6:** Einfluss der geometrischen Parameter des Regenerators auf die von der Last entzogene akustische Leistung  $\dot{E}_{Last}$  für (a) Lautrec-Zahl  $N_L$  und Länge  $L_{REG}$ , (b) Lautrec-Zahl  $N_L$  und Porosität  $\phi_{REG}$ , (c) Länge  $L_{REG}$  und Porosität  $\phi_{REG}$

### 3.3.2 Geometrie des Regenerators

Den Einfluss geometrischer Parameter des Regenerators auf die Leistungsfähigkeit stellt Abb. 3.6 dar. Abbildung 3.6(a) vergleicht die Effekte von Lautrec-Zahl  $N_L$  und Regeneratorlänge  $L_{REG}$ . Die maximale Leistung wird etwa für  $N_L = 0.4$  und  $L_{REG} = 10\text{mm}$  erreicht. Eine Verlängerung führt zu größer werdenden viskosen Verlusten, eine Verkürzung zu ansteigenden Wärmeleitungsverlusten. Erwähnenswert ist, dass auch der optimale Wert für  $N_L$  von der gegebenen Länge abzuhängen scheint. Er beträgt weniger als 0,3 für  $L_{REG} = 5\text{mm}$  und steigt anschließend auf etwa 0,55 für  $L_{REG} = 25\text{mm}$ . Von diesem Maximum aus bleibt er nahezu konstant mit leicht abfallender Tendenz.

Abbildung 3.6(b) zeigt die Lautrec-Zahl  $N_L$  im Vergleich zur Porosität  $\phi_{REG}$ . Deutlich sichtbar ist ein Leistungsanstieg mit höherer Porosität. Die Beziehung gilt jedoch nicht pauschal für kleinere Werte der Lautrec-Zahl. Negative Effekte in Folge einer geringer werdenden Wärmekapazität des Drahtgewebes sind bis zu  $\phi_{REG} = 0,9$  nicht erkennbar. Die optimale Lautrec-Zahl ist von der Porosität abhängig und beträgt 0,4 für  $\phi_{REG} = 0,7$ . Im Anschluss steigt sie kontinuierlich auf 0,7 für  $\phi_{REG} = 0,9$ .

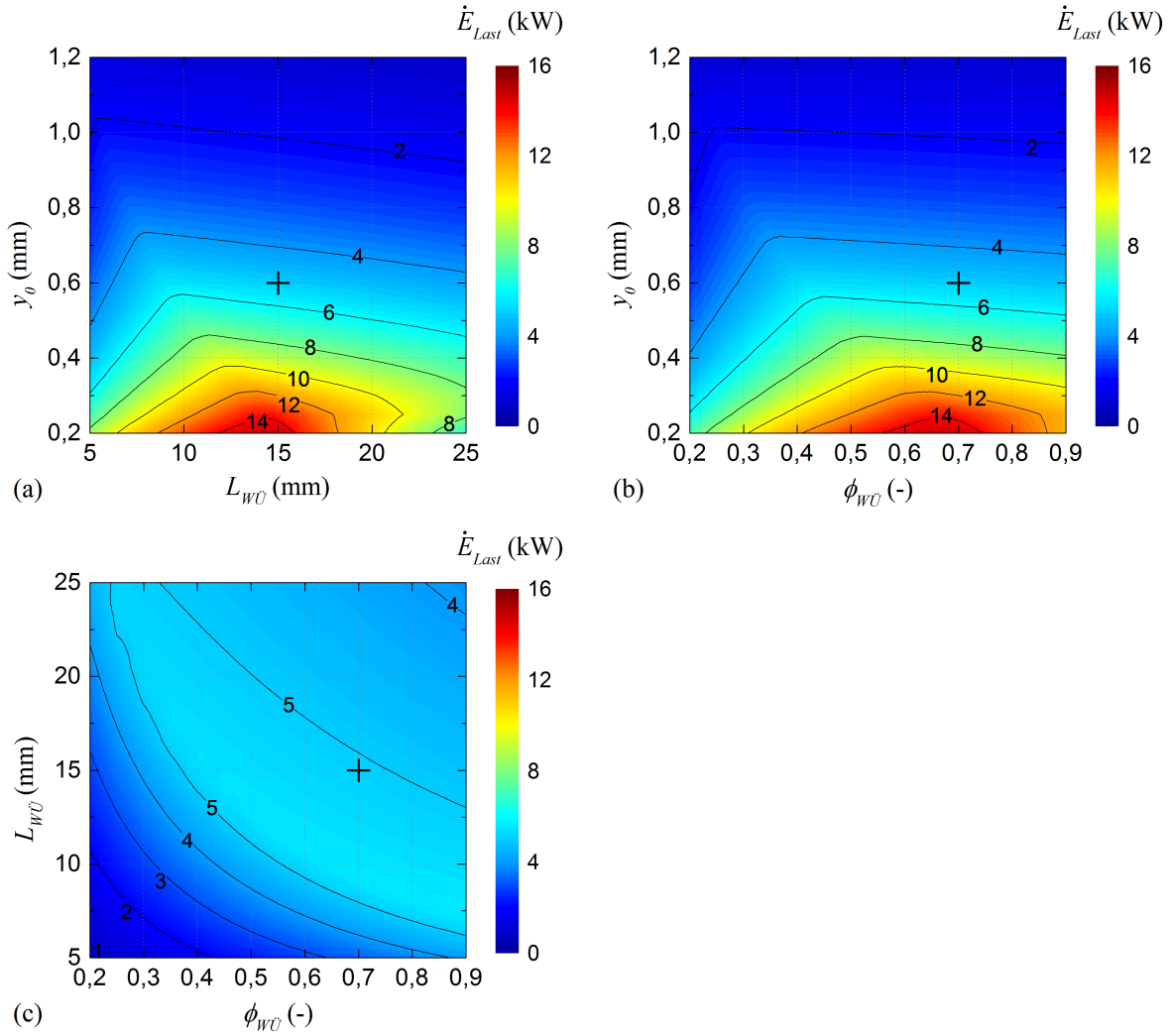
Abbildung 3.6(c) setzt den Einfluss der Regeneratorlänge  $L_{REG}$  in Perspektive zu seiner Porosität  $\phi_{REG}$ . Das Leistungsmaximum wird bei  $\phi_{REG} = 0,9$  erreicht. Einer gegebenen Porosität kann eine optimale Länge zugeordnet werden. Das Optimum beträgt etwa 10mm für  $\phi_{REG} = 0,9$ . Bei geringerer Porosität bewegt es sich in Richtung größerer Werte. Eine kleinere Porosität bedeutet, dass die materielle Querschnittsfläche des Regenerators größer wird. Die Wärmeleitungsverluste erhöhen sich. Um bei geringerer Porosität einen ähnlichen Wärmewiderstand zu erhalten, muss sich die Regeneratorlänge vergrößern. Ein neues Optimum zwischen thermischen und viskosen Verlusten kann gefunden werden.

Es lässt sich schlussfolgern, dass die maximale Systemleistung nur erreicht werden kann, wenn die drei geometrischen Parameter des Regenerators aufeinander abgestimmt sind. Sie besitzen überschneidende Einflüsse auf Größen wie viskosen Widerstand oder Wärmeleitfähigkeit. Die quantitativen Beobachtungen besitzen eine eingeschränkte Gültigkeit entsprechend der zuvor genannten Bedingungen. Bei Wahl anderer akustischer Bedingungen würden die optimalen Punkte auf andere Werte fallen. Beispielsweise ist für einen höheren Wirkungsgrad eine Verschiebung in Richtung einer größeren Länge und kleineren Lautrec-Zahl zu erwarten. Unabhängig davon bleiben die qualitativen Aussagen zutreffend. An dieser Stelle sei bemerkt, dass die Zuverlässigkeit der verwendeten Simulationsalgorithmen für den Regenerator ab einem Bereich von  $N_L \approx 1$  nachlässt [113].

### 3.3.3 Geometrie der Wärmeübertrager

Abbildung 3.7 illustriert den Einfluss der Parameter der Wärmeübertrager auf die Leistungsfähigkeit des Motors. In Abb. 3.7(a) werden die wechselseitigen Effekte zwischen dem hydraulischen Radius  $y_0$ , welcher dem halben Plattenabstand entspricht und der Wärmeübertragerlänge  $L_{WÜ}$  dargestellt. Wie in Gleichung (3.2) beschrieben, wird der Wärmeübergangskoeffizient in der Regel nicht von einem kleiner werdenden hydraulischen Radius beeinflusst, solange er größer ist als die thermische Eindringtiefe. Diese beträgt für den kaltseitigen Wärmeübertrager  $98\mu\text{m}$  und ist aufgrund der höheren Temperatur für den heißseitigen Wärmeübertrager mit  $121\mu\text{m}$  etwas größer. Die Bedingung  $\delta_\kappa < y_0$  ist somit im gesamten analysierten Wertebereich erfüllt. Trotzdem scheint die akustische Leistung einer exponentiellen Steigerung mit kleiner werdendem  $y_0$  zu unterliegen. Die Erklärung kann in der Anzahl der Platten und der direkt verbundenen Wärmeübertragungsfläche gefunden werden. Mit kleinerem  $y_0$  nimmt die Packungsdichte der Platten zu und mehr Platten lassen sich innerhalb desselben Querschnitts unterbringen. Proportional steigt die Wärmeübertragungsfläche an. Bei gleicher Temperaturdifferenz kann eine größere Wärmeleistung übertragen und in akustische Leistung umgesetzt werden. Das ist möglich, da die Porosität konstant bleibt, während die Plattendicke entsprechend abnimmt.

Das Verhalten ändert sich gewissermaßen bei größerer Länge  $L_{WÜ}$  und kleiner werdendem  $y_0$ . Hier überschreitet die Leistung ein Maximum, welches auf den stärker werdenden viskosen Verlusten mit langen, engliegenden Platten basiert. Mit Blick auf die Längenabhängigkeit beginnend bei  $L_{WÜ} = 5\text{mm}$  kann zunächst ein starker Anstieg der akustischen Leistung vernommen werden. Dieser wird von einer Übergangszone mit zwei begrenzenden Knicken unterbrochen. Anschließend nimmt die Leistung beständig ab. Der Anstieg ist charakteristisch für einen Bereich bei dem  $L_{WÜ}$  kürzer ist als die doppelte Auslenkung der Gasschwingung  $2|\xi_l|$ . Die effektive Länge der Wärmeübertragung ist beschränkt. Die beiden Knickpunkte markieren das Erreichen von  $L_{WÜ} = 2|\xi_l|$ , einer durch den kaltseitigen, der andere vom heißseitigen Wärmeübertrager verursacht. Die Nähe zueinander lässt auf eine ähnliche Schallschnelle schließen.



**Abbildung 3.7:** Einfluss der geometrischen Parameter der Wärmeübertrager auf die von der Last entzogene akustische Leistung  $\dot{E}_{Last}$  bezüglich (a) hydraulischem Radius  $y_0$  und Länge  $L_{WÜ}$ , (b) hydraulischem Radius  $y_0$  und Porosität  $\phi_{WÜ}$  und (c) Länge  $L_{WÜ}$  und Porosität  $\phi_{WÜ}$

Für den Bereich in dem gilt  $L_{WÜ} > 2|\xi_l|$  wird die effektive Länge der Wärmeübertragung durch die doppelte Schallauslenkung begrenzt. Die darüber hinausgehende Länge trägt zu keiner zusätzlichen Wärmeübertragung bei. Sie verursacht viskose Verluste, welche zum Absinken der Leistung führen.

Abbildung 3.7(b) gibt den Einfluss des hydraulischen Radius  $y_0$  in Perspektive zur Porosität  $\phi_{WÜ}$  wieder. Sie zeigt einen sehr ähnlichen Verlauf wie Abb. 3.7(a), aber mit einem engeren Bereich auf der x-Achse. In der Tat ist die Wirkweise fast identisch. Der Unterschied besteht darin, dass das Verhältnis zwischen  $L_{WÜ}$  und  $2|\xi_l|$  nicht direkt durch  $L_{WÜ}$  verändert wird, sondern durch die Veränderung der Schallschnelle. Bei gleicher Volumenstromamplitude erzwingt die Reduktion der Porosität eine größere Schallschnelle und ist entsprechend mit einer erweiterten Schallauslenkung verbunden.

Abbildung 3.7(c) vergleicht die Einflüsse der Wärmeübertragerlänge  $L_{WÜ}$  mit denen der Porosität  $\phi_{WÜ}$ . Erkennlich wird eine gedachte Linie optimaler akustischer Leistung, bei der die Kombination von  $L_{WÜ}$  mit  $\phi_{WÜ}$  die Bedingung  $L_{WÜ} \sim 2|\xi_l|$  erfüllt. Bei genauer Betrachtung werden etwas höhere Werte für kürzere  $L_{WÜ}$  und größere  $\phi_{WÜ}$  erreicht. Es wird vermutet, dass kleinere  $\phi_{WÜ}$  zu etwas größeren Verlusten führen, da sie mit einer höheren Schallschnelle verbunden sind.

Zusammenfassend ist es von großer Bedeutung, die Länge der Wärmeübertrager an die doppelte Schallauslenkung unter Berücksichtigung einer möglichst hohen Porosität anzupassen. Unter Einhaltung des Kriteriums verstärkt eine Verringerung des hydraulischen Radius die Leistung exponentiell. Der beträchtliche Einfluss der Wärmeübertrager auf die Systemleistung bietet bei optimaler Auslegung enorme Möglichkeiten. Dies trifft umso mehr auf Anwendungen im Niedertemperaturbereich zu, bei denen die für die Wärmeübertragung erforderliche Temperaturdifferenz einen beträchtlichen Anteil des exergetischen Potenzials vernichtet. Im genutzten Ausgangsmodell beträgt die äußere Temperaturdifferenz zwischen Wärmezufuhr und -abfuhr 135 K. Die innere Temperaturdifferenz über die Enden des Regenerators, d.h. nach der Wärmeübertragung, beträgt lediglich 87 K. Für reale Anwendungen müsste außerdem noch die notwendige Temperaturdifferenz zur Übertragung der Wärme von und zur eigentlichen Wärmequelle bzw. -senke berücksichtigt werden.

Zum Abschluss der geometrischen Parameteruntersuchung für Regenerator und Wärmeübertrager sei darauf hingewiesen, dass die abhängigen Parameter nur in geringem Umfang angepasst werden mussten. Die von ihnen möglicherweise ausgehenden Störeinflüsse können also als klein im Vergleich zu den beobachteten Zusammenhängen gelten.

### 3.3.4 Flächenverhältnis und Länge der Hohlräume

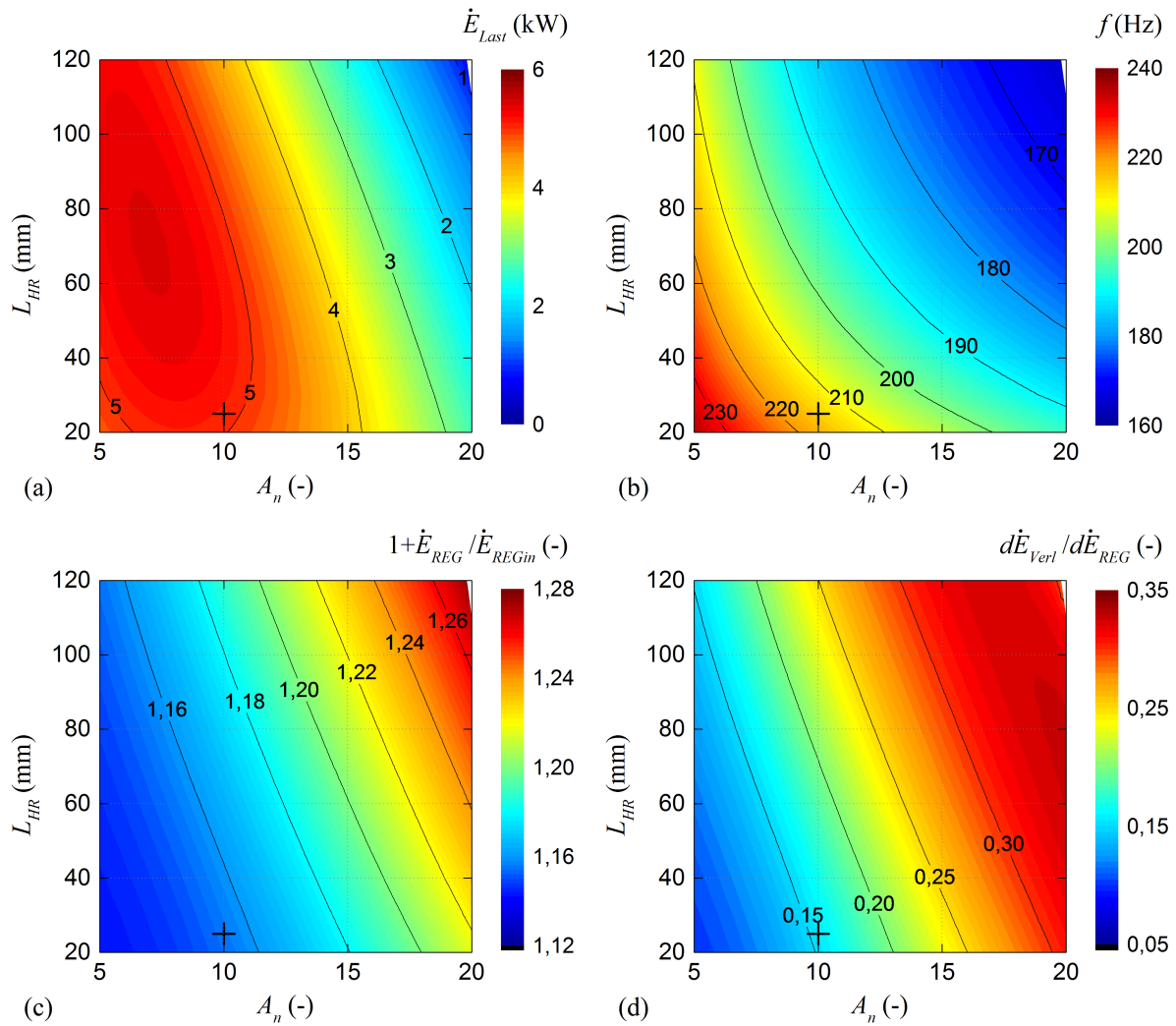
Abbildung 3.8 stellt den Einfluss der Hohlraumlänge  $L_{HR}$  und des Flächenverhältnisses  $A_n$  dar. Bezüglich der entnommenen Leistung können zwei wesentliche Aussagen aus Abb. 3.8(a) gezogen werden: (I) ein höheres  $A_n$  (gleichzusetzen mit kleinerem Durchmesser der Rohrschleife) hat einen abträglichen Effekt; (II) eine Verlängerung der Hohlräume verringert die Leistung. Ein Leistungsmaximum bildet sich im Bereich um  $A_n = 7$  und  $L_{HR} = 70$  mm aus.

Abbildung 3.8(c) zeigt den relativen Leistungszuwachs über den Regenerator  $1 + d\dot{E}_{REG}/\dot{E}_{REGin}$ . In Abb. 3.8(d) ist das Verhältnis zwischen akustischen Verlusten im System (ohne Regenerator) und dem Leistungsgewinn  $d\dot{E}_{Verl}/d\dot{E}_{REG}$  zu sehen. Mit Analyse beider Diagramme kann das in Abb. 3.8(a) gezeigte Verhalten erklärt werden. Die diagonale Struktur mit inliegendem Optimum wird durch die gegenläufigen Einflüsse zwischen Regeneratorgewinn und Systemverlusten verursacht.

Die Verluste fallen mit einer Vergrößerung von  $A_n$  stärker aus. Wegen des kleineren Rohrschleifenquerschnitts steigt die Schallschnelle an, der relative Volumenanteil der verlustbehafteten Grenzschicht erhöht sich. Außerdem verlängert sich der Stutzen zur Beibehaltung seines für den Impedanzausgleich notwendigen Volumens. Alle Effekte führen zu einer Vergrößerung thermoviskoser Verluste. Die Abhängigkeit von  $L_{HR}$  folgt einer ähnlichen Argumentation. Hierbei wird die Impedanz des Kernabschnitts verändert, wobei Stutzenlänge und -position nachgeführt werden. Die akustischen Bedingungen entlang der Rohrschleife werden stark beeinflusst.

Der relative Leistungszuwachs zeigt eine gegensätzliche Beziehung. Bei fixierten Bedingungen im Regenerator ist die Korrelation mit der akustischen Leistung negativ. Die Gründe hierfür können bei der akustischen Leistung selbst gefunden werden: (I) eine größere Leistung benötigt eine höhere Temperaturdifferenz für den Wärmeaustausch in den Wärmeübertragern und reduziert die thermodynamisch nützliche innere Temperaturdifferenz; (II) eine größere akustische Leistung bewirkt einen höheren Anteil der viskosen Verluste im Regenerator. Mit Referenz zur Gleichung (2.34) wird der Verstärkungsterm relativ kleiner und der Verlustterm größer.

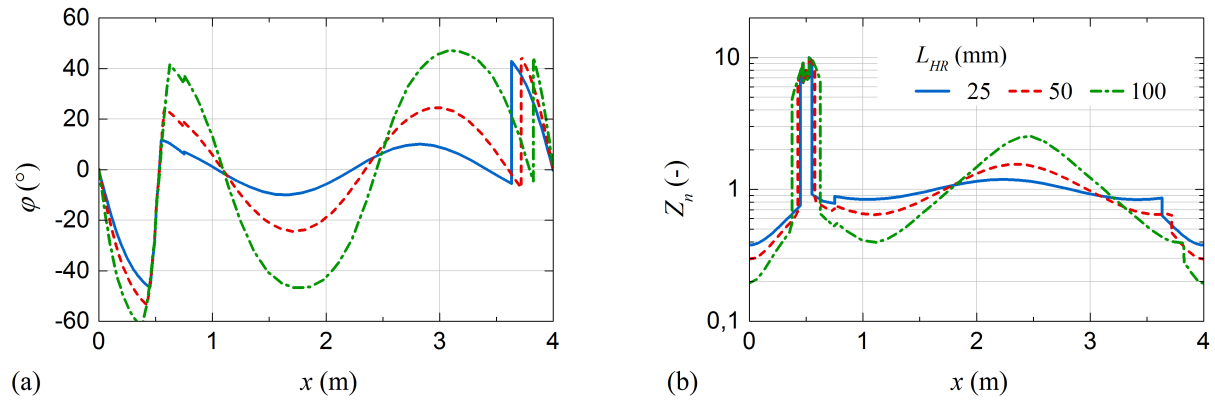




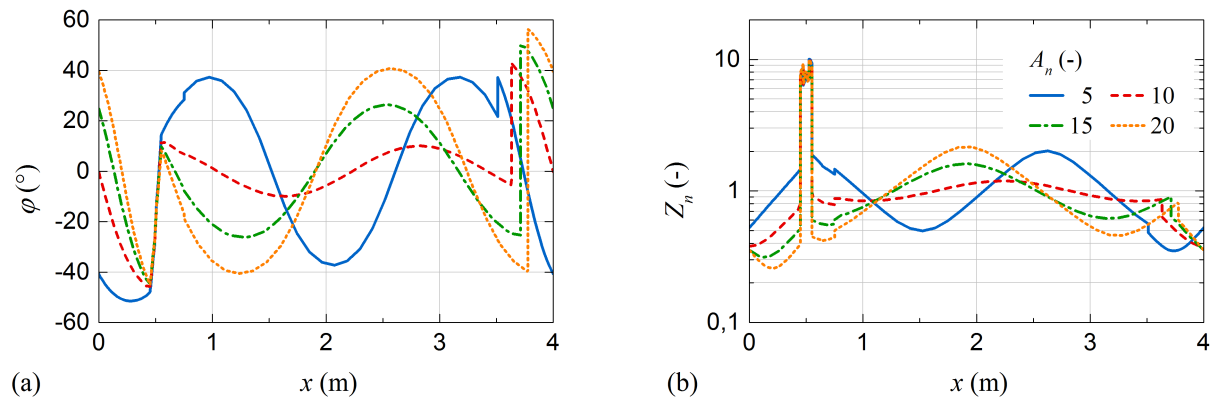
**Abbildung 3.8:** Einfluss der Hohlraumlänge  $L_{HR}$  und des Flächenverhältnisses  $A_n$  auf (a) die von der Last entzogene Leistung  $\dot{E}_{Last}$ , (b) die Resonanzfrequenz  $f$ , (c) den relativen Leistungsgewinn entlang des Regenerators  $1 + d\dot{E}_{REG}/d\dot{E}_{REGin}$ , (d) dem Verhältnis thermoviskoser Verluste zum absoluten Leistungsgewinn  $d\dot{E}_{Verl}/d\dot{E}_{REG}$

Ein bisher nicht diskutierter Einflussfaktor ist die Resonanzfrequenz, dargestellt in Abb. 3.8(b). Obwohl die Systemlänge konstant 4m beträgt, ändert sich die Frequenz in Abhängigkeit von  $L_{HR}$  und  $A_n$  über einen großen Bereich. Dabei besitzen Systeme bei kleinen  $L_{HR}$  und  $A_n$  mit mehr als 230Hz eine deutlich größere Frequenz als Systeme bei hohen  $L_{HR}$  und  $A_n$ , in denen die Frequenz unterhalb von 170Hz liegt. Eine kleinere Frequenz ist gleichzusetzen mit geringeren Verlusten im Regenerator. Diese Korrelation lässt sich durch Vergleich von Abb. 3.8(d) mit Abb. 3.8(b) bestätigen. Darüber hinaus steigt bei kleinerer Frequenz die thermische Eindringtiefe an und begünstigt den Wärmeaustausch in den Wärmeübertragern.

Die Abbildungen 3.9 und 3.10 offenbaren, dass das akustische Feld entlang der Rohrschleife stark von den Parametern Hohlraumlänge  $L_{HR}$  und Flächenverhältnis  $A_n$  beeinflusst wird. Abbildung 3.9 zeigt Veränderungen bei  $A_n = 10$  in Abhängigkeit einer variablen Hohlraumlänge. Bei geringerer Länge fallen die Schwankungen von normalisierter Impedanz und Phasenverschiebung kleiner aus.



**Abbildung 3.9:** Änderung des akustischen Feldes bei Variation der Hohlraumlänge  $L_{HR}$  unter konstantem Flächenverhältnis  $A_n = 10$  und fixierten Bedingungen in der Regeneratormitte ( $Z_n = 8$ ;  $\varphi = -20^\circ$ ) entsprechend (a) der Phasenverschiebung  $\varphi$  und (b) der normalisierten Impedanz  $Z_n$



**Abbildung 3.10:** Änderung des akustischen Feldes bei Variation des Flächenverhältnisses  $A_n$  unter konstanter Hohlraumlänge  $L_{HR} = 25$  mm und fixierten Bedingungen in der Regeneratormitte ( $Z_n = 8$ ;  $\varphi = -20^\circ$ ) entsprechend (a) der Phasenverschiebung  $\varphi$  und (b) der normalisierten Impedanz  $Z_n$

Die Ursache hierfür ist die akustische Kompressibilität des Kernabschnitts. Sie ist maßgeblich vom Volumen abhängig und führt über die Änderung der Volumenstromschwankung (vgl. Formel (2.8)) zu einer Änderung der Phasenverschiebung in positiver Richtung. Je größer das Volumen ist, desto höher fällt der Anstieg der Phasenverschiebung im Kernabschnitt aus. Eine starke Oszillation der Phasenverschiebung entlang des gesamten Systems ist die Folge. Ein möglichst kleiner Hohlraum fördert daher günstige Bedingungen mit minimalen thermoviskosen Verlusten in der Rohrschleife.

Die in Abb. 3.10 dargestellten Kurvenverläufe bei  $L_{HR} = 25$  mm für verschiedene Flächenverhältnisse geben ein ähnliches Bild wieder. Auch hier wird das akustische Feld entscheidend durch die veränderte Geometrie beeinflusst. Aufgrund unveränderter Kompressibilität ist der Anstieg der Phasenverschiebung entlang des Kernabschnitts in allen Verläufen sehr ähnlich. Geändert haben sich allerdings die akustischen Eigenschaften der Rohrschleife, welche die Ausprägung des akustischen Feldes treiben. Von den gezeigten Kurven fällt die für  $A_n = 10$  am günstigsten aus. Es wird vermutet, dass für jede Hohlraumlänge ein Flächenverhältnis existiert, welches zu optimalen Eigenschaften des akustischen Feldes führt. Dass sich die Güte des akustischen Feldes nicht direkt im Leistungsverlauf aus Abb. 3.8(a) spiegelt (speziell im unmittelbaren Vergleich der ähnlichen Bedingung bei  $A_n = 5$  und

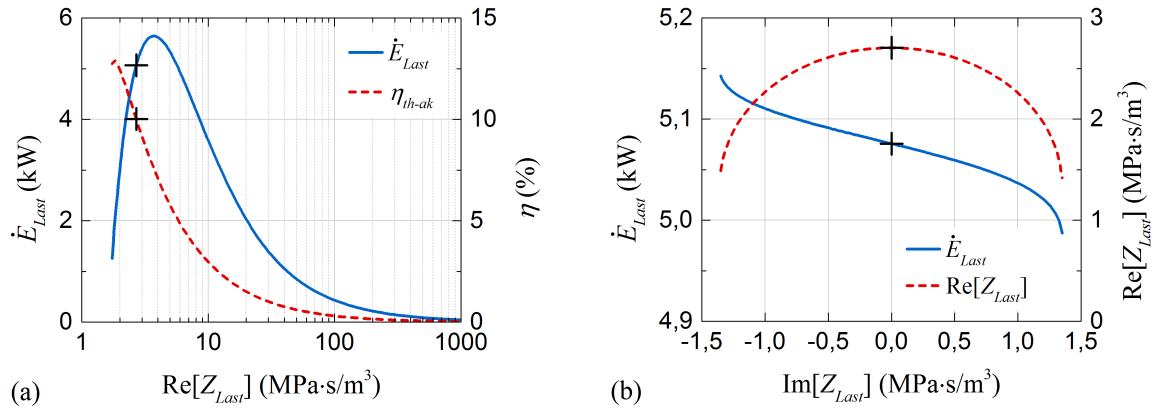
$A_n = 20$ ) liegt an unterschiedlichen Verlusten. Die viskosen Verluste bei einem ungünstigen Feld mit geringer Schallschnelle ( $A_n = 5$ ) sind schlicht weniger bedeutend als bei hoher Schallschnelle ( $A_n = 20$ ).

Unter Verweis auf Abb. 3.4 ist möglicherweise eine Optimierung des akustischen Feldes durch Wahl anderer Bedingungen im Regenerator denkbar, die unter Umständen den Kurvenverlauf bei gewählter Hohlraumlänge bzw. Flächenverhältnis verbessern können. Rückkopplungen auf den effizienten Regeneratorbetrieb müssen freilich Berücksichtigung finden.

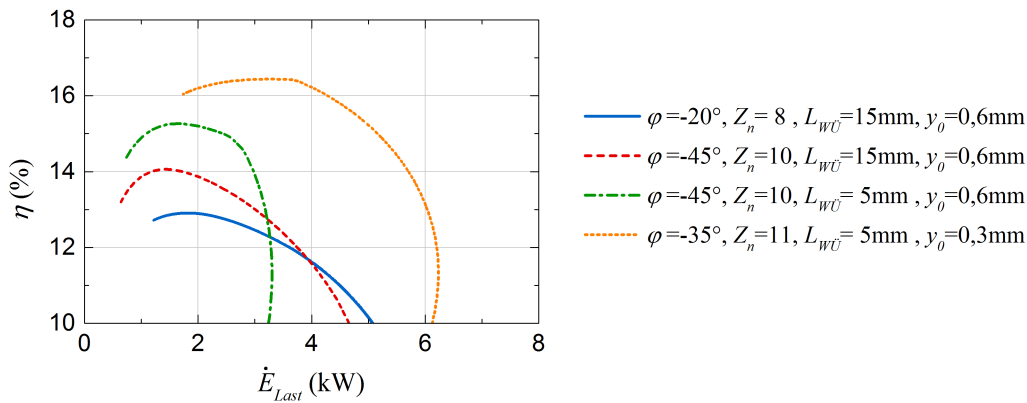
### 3.3.5 Akustische Last

Die Anbindung der akustischen Last an das akustische Netzwerk der Rohrschleife ist einer der Schlüssel für hohe Leistungsfähigkeit. Abbildung 3.11 zeigt den Einfluss der Lastimpedanz. Im Zusammenspiel mit der lokalen Impedanz in der Rohrschleife bestimmt sie den Anteil der akustischen Leistung, welcher von der Last entnommen wird. Ohne eine Last steigt die innerhalb der Rohrschleife übertragene akustische Leistung stetig an, bis die thermoviskosen Verluste im stationären Gleichgewicht zum Leistungsgewinn im Regenerator stehen. In Abb. 3.11(a) wird die Einführung einer Last in das System illustriert. Ausgehend von einem sehr hohen Realteil  $\text{Re}[Z_{\text{Last}}]$  und der geltenden Bedingung  $\text{Im}[Z_{\text{Last}}] = 0$  intensiviert sich der Lasteinfluss mit einer Verringerung von  $\text{Re}[Z_{\text{Last}}]$ . Entnommene Leistung und Wirkungsgrad nehmen gleichsam zu. Ein größer werdender Anteil akustischer Leistung wird dem System entzogen. Die Leistung innerhalb der Rohrschleife sinkt kontinuierlich ab. Die entnommene Leistung erreicht ihren Höhepunkt etwa bei  $\text{Re}[Z_{\text{Last}}] = 3,5 \text{ MPa} \cdot \text{s/m}^3$ , während der Wirkungsgrad weiter ansteigt. Das Wirkungsgradmaximum wird erst erreicht, nachdem die Leistungsentnahme ihren höchsten Wert bereits deutlich überschritten hat. Bei einer weiteren Reduktion von  $\text{Re}[Z_{\text{Last}}]$  bricht das akustische System zusammen. Der Anteil entzogener Leistung kann über den Regeneratorgewinn nicht mehr ausgeglichen werden. Die Diskrepanz zwischen Leistungs- und Wirkungsgradmaximum lässt sich über die Vorteile einer geringen Rohrschleifenleistung erklären. Sie ist verbunden mit weniger thermoviskosen Verlusten und einer geringeren Temperaturdifferenz, die für die Wärmeübertragung benötigt wird. Indem  $\text{Re}[Z_{\text{Last}}]$  gezielt eingestellt wird, lässt sich ein anwendungsbezogener Kompromiss zwischen leistungs- oder wirkungsgradgesteuertem Betrieb finden.

Die eingesetzte Last kann neben ihrer resistiven Wirkung auch zusätzlich nachgiebige oder träge Eigenschaften besitzen. Diese verändern nicht nur die Volumenstromamplitude, sondern führen auch zu einer sprunghaften Veränderung der Phasenverschiebung. Der Sachverhalt wird durch die Bedingung  $\text{Im}[Z_{\text{Last}}] \neq 0$  ausgedrückt und ist in Abb. 3.11(b) dargestellt. Bei konstantem Wirkungsgrad von 10% und entsprechend angepasstem  $\text{Re}[Z_{\text{Last}}]$  zeigt  $\text{Im}[Z_{\text{Last}}]$  über weite Bereiche nur einen geringen Einfluss auf die entnommene Leistung. Dies gilt bis zu einem Argument von etwa  $45^\circ$ , wo sich Real- und Imaginärteil angleichen. Der induzierte Phasensprung verändert die Welleneigenschaften in der Rohrschleife und beeinflusst so die Verluste. Die starken Änderungen an den Grenzen des Simulationsbereichs sind ein bemerkenswertes Phänomen und nicht komplett verstanden. Es wurde beobachtet, dass DeltaEC hier Probleme hat, die Zielwerte für normalisierte Impedanz und Phasenverschiebung im Regenerator zu treffen.

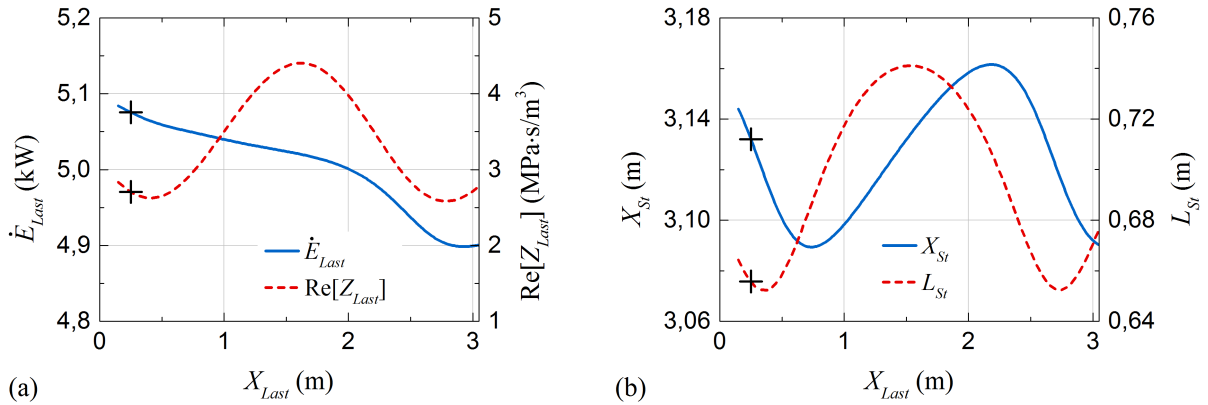


**Abbildung 3.11:** (a) Einfluss des Realteils der Lastimpedanz  $\text{Re}[Z_{\text{Last}}]$  auf die von der Last entnommene Leistung  $\dot{E}_{\text{Last}}$  und den Wirkungsgrad  $\eta$ , (b) Einfluss des Imaginärteils der Lastimpedanz  $\text{Im}[Z_{\text{Last}}]$  auf die von der Last entnommene Leistung  $\dot{E}_{\text{Last}}$  und den Realteil der Lastimpedanz  $\text{Re}[Z_{\text{Last}}]$



**Abbildung 3.12:** Einfluss des Wirkungsgrads  $\eta$  auf die von der Last entnommene Leistung für verschiedene akustische Bedingungen im Regenerator und geometrische Parameter der Wärmeübertrager

Der maximal erreichbare Wirkungsgrad und die dazugehörig bereitgestellte Leistung sind auch von anderen Parametern abhängig. Abbildung 3.12 belegt dies beispielhaft anhand verschiedener Konfigurationen. Die blaue durchgezogene Linie und die rote gestrichelte Linie entsprechen unterschiedlichen akustischen Bedingungen im Regenerator. Ausgehend vom Graphen des Ausgangsmodells mit  $Z_n = 8$  und  $\varphi = -20^\circ$  (blau durchgezogen) kann ein größerer, maximaler Wirkungsgrad erreicht werden, wenn die Bedingungen  $Z_n = 10$  und  $\varphi = -45^\circ$  erfüllt sind. Das erfolgt jedoch auf Kosten eines geringeren Wirkungsgrades bei höheren Leistungen. Die grüne strichpunktierte Linie und die orangene gepunktete Linie repräsentieren Änderungen der geometrischen Parameter der Wärmeübertrager. Der maximale Wirkungsgrad kann gesteigert werden, wenn die Länge der Wärmeübertrager an die doppelte Schallauslenkung angepasst wird (grün strichpunktiert). Mit einer Reduktion des hydraulischen Radius (orange gepunktet) ist eine weitere Verbesserung möglich. Es wird darauf hingewiesen, dass sich dann auch die optimalen akustischen Bedingungen im Regenerator ändern. Mit Hilfe dieser vergleichsweise einfachen Anpassungen lässt sich der maximale Wirkungsgrad von 12,9% auf 16,4% steigern und entspricht einem relativen Carnotwirkungsgrad von 51,5%. Zusätzlich verdoppelt sich die entnommene akustische Leistung.

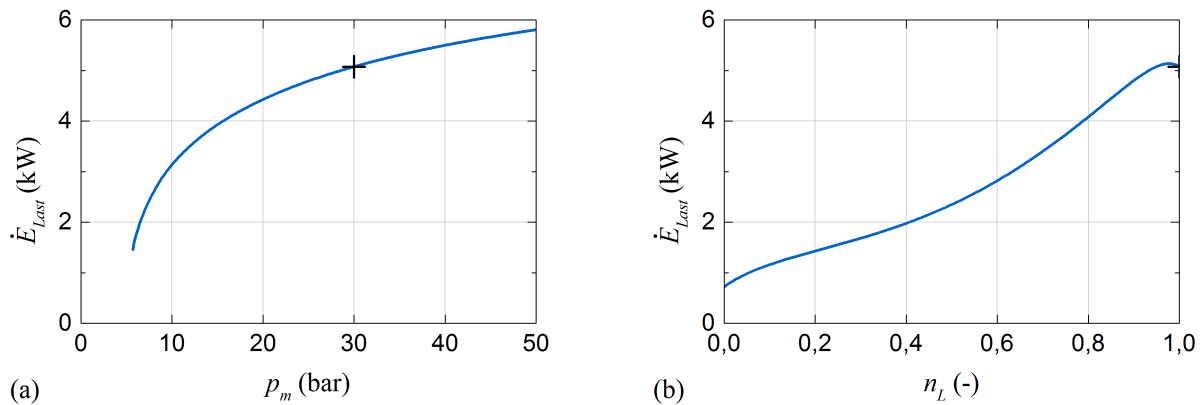


**Abbildung 3.13:** Einfluss der Lastposition  $X_{Last}$  auf (a) die von der Last entnommene Leistung  $\dot{E}_{Last}$  und den Realteil der Impedanz  $Re[Z_{Last}]$ , (b) die Stutzenposition  $X_{St}$  und Stutzenlänge  $L_{St}$

Ein weiterer Parameter ist die Position der Last  $X_{Last}$  entlang der Rohrschleife. Abbildung 3.13 offenbart nur eine relativ geringe Abhängigkeit der Leistung von der Lastposition. Ausgehend von einer Positionierung dicht hinter dem Kernabschnitt, passt sich mit größer werdendem Abstand die Lastimpedanz an die lokalen akustischen Bedingungen an (Abb. 3.13(a)). Die Stutzenparameter stellen sich nach dem veränderten akustischen Feld ein (Abb. 3.13(b)). Derweil nimmt die von der Last bei konstantem Wirkungsgrad entnommene Leistung kontinuierlich ab. Der Hauptgrund hierfür ist naheliegend: je eher akustische Leistung aus der Rohrschleife entnommen wird, desto weniger Leistung muss von der Rohrschleife übertragen werden. Die Verluste fallen geringer aus. Gleichwohl ist der Gradient des Leistungsabfalls nicht konstant und im Kurvenverlauf lässt sich eine gewisse Welligkeit erkennen. Diese ist wahrscheinlich auf das beeinflusste akustische Feld zurückzuführen. Die Abhängigkeit der benötigten Lastimpedanz von der Position im akustischen Feld kann gezielt genutzt werden, um den Anforderungen einer realen Last in Form eines akustisch-elektrischen Wandler entgegen zu kommen. So weisen Lineargeneratoren eine höhere Impedanz auf und benötigen deshalb eine höhere (Druck)kraft bei kleinerer Auslenkung als das beispielsweise bei Lautsprechern der Fall ist [102]. Die Abb. 3.13(b) lässt eine weitere interessante Schlussfolgerung zu. Da sich Position und Länge des Stutzens nur relativ wenig ändern, kann davon ausgegangen werden, dass die Einflüsse der Last auf das allgemeine akustische Feld klein sind im Vergleich zu den Einflüssen des Kernabschnitts. Demnach gleicht der Stutzen hauptsächlich die durch den Kern hervorgerufenen Impedanzstörungen aus.

### 3.3.6 Prozessparameter – Druck, Gas, Resonanzfrequenz und Temperatur

Der Einfluss des Betriebsdrucks  $p_m$  und des Molmasseanteils von Helium an einem Helium-Argon Gasmisch  $n_L$  auf die Leistungsfähigkeit ist aus Abb. 3.14 ersichtlich. Wie in Abb. 3.14(a) dargestellt, steigt mit Zunahme des Betriebsdrucks die entnommene Leistung stetig an, wenn auch mit abschwächender Tendenz. Der beschleunigte Abfall bei niedrigem Druck steht im Zusammenhang mit dem erforderlichen Wirkungsgrad von 10%. Ein System mit zu geringem Druck ist nicht mehr in der Lage den thermoakustischen Prozess entsprechend des gewählten Wirkungsgrades aufrecht zu erhalten. Der charakteristischen Impedanz des Gases folgend, besitzt der Realteil der Lastimpedanz einen positiv linearen Zusammenhang mit dem Betriebsdruck. Der hydraulische Radius des Regenerators verringert sich mit abfallender Rate von etwa 123  $\mu\text{m}$  bei 6 bar auf 42  $\mu\text{m}$  bei 50 bar. Der Einfluss des Betriebsdrucks auf das akustische Feld ist gering. Länge und Position des Stutzens verändern sich kaum.

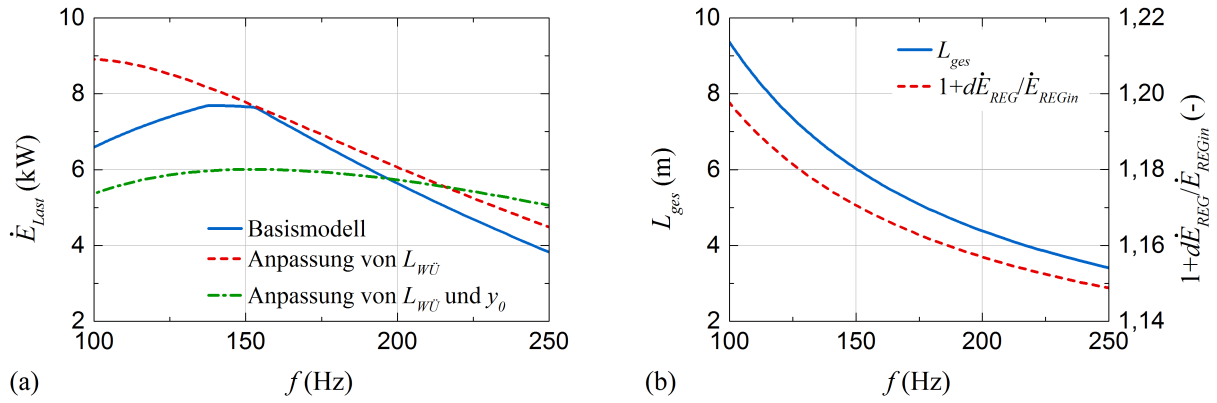


**Abbildung 3.14:** Von der Last entnommene Leistung  $\dot{E}_{Last}$  in Abhängigkeit (a) des Betriebsdrucks  $p_m$ , (b) des Molmasseanteils von Helium an einem Helium-Argon Gasgemisch  $n_L$

Abbildung 3.14(b) zeigt die Unterschiede zwischen einem mit Helium betriebenen System zu einem mit Argon. Die entnehmbare Leistung ist in einem System mit Argon viel kleiner und beträgt nur etwa 1/7. Dennoch ähnelt sich das allgemeine akustische Feld beider Systeme stark. Zu beachten gilt, dass die Resonanzfrequenz wegen der niedrigeren Schallgeschwindigkeit von Argon und der fixierten Rohrschleifenlänge mit 68 Hz nur ca. 1/3 der des Heliumsystems beträgt. Um die Bedingung einer konstanten Lautrec-Zahl zu erfüllen, muss der hydraulische Radius des Regenerators im Argon-System von 55 auf 35  $\mu\text{m}$  gesenkt werden. Der Realteil der Last erhöht sich analog zur charakteristischen Impedanz von 2,7 auf 8,3  $\text{MPa} \cdot \text{s}/\text{m}^3$ . Länge und Position des Stutzens haben zur Bereitstellung gleicher Bedingungen im Regenerator beinahe identische Werte. Ein mit Argon betriebenes System erreicht nach den beschriebenen Anpassungen fast den gleichen maximalen Wirkungsgrad wie mit Helium. Allerdings besitzen die Wärmeleitungsverluste wegen der geringeren Systemleistung einen deutlich höheren Einfluss, so dass sie den Wirkungsgrad früher beschränken. Eine wesentliche Ursache für die geringere Systemleistung sind die Wärmeübertrager. Da die thermische Eindringtiefe im Argon-System deutlich geringer ist als im System mit Helium, ist auch der Wärmeeintrag vermindert. Durch eine an die thermische Eindringtiefe gekoppelte Verringerung des hydraulischen Radius der Wärmeübertrager ließe sich die Systemleistung des mit Argon gefüllten Motors in etwa verdoppeln.

Abbildung 3.15(a) stellt die Wirkung der Resonanzfrequenz  $f$  auf die von der Last entnommene Leistung  $\dot{E}_{Last}$  dar. Die Frequenz wurde durch Änderung der Rohrschleifenlänge variiert. Die blaue durchgezogene Linie zeigt den Einfluss auf das Basismodell, in dem keine weiteren Parameter angepasst wurden. Mit kleiner werdender Frequenz zeigt die Kurve einen starken Anstieg, weist dann zwei Knicke auf und fällt anschließend wieder ab. Zur Analyse eignet sich diese Darstellung allerdings nur bedingt, da sie durch andere Effekte substantiell überlagert wird. Ursächlich hierfür ist die konstant gehaltene Geometrie der Wärmeübertrager. Eine Verringerung der Frequenz vergrößert gleichzeitig auch die Schallauslenkung (vgl. Abschnitt 3.2.3). Bei kleiner werdender Frequenz und folglich größerer Schallauslenkung limitiert die fixierte Länge der Wärmeübertrager den Wärmeaustausch. Die beiden Knickpunkte lassen sich hierauf zurückführen.

In der Folge wurde das Simulationsmodell deshalb so angepasst, dass die Länge jedes Wärmeübertragers exakt der doppelten Schallauslenkung entspricht (rote, gestrichelte Kurve). Im Vergleich zur ersten Kurve ist die Leistung für hohe Frequenzen wegen der verkürzten Wärmeübertragerlänge größer. Dies ist übereinstimmend mit den Ergebnissen aus Abschnitt 3.3.3.



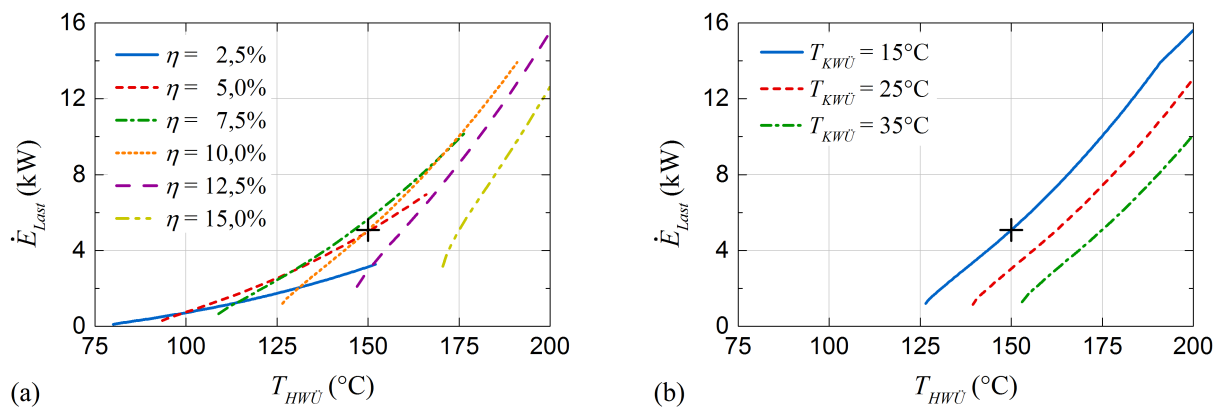
**Abbildung 3.15:** Einfluss der Resonanzfrequenz  $f$  (a) auf die von der Last entnommene Leistung  $\dot{E}_{Last}$  für verschiedene Systeme und (b) auf die Gesamtlänge des Systems  $L_{ges}$  und den Leistungsgewinn entlang des Regenerators  $1 + d\dot{E}_{REG}/\dot{E}_{REGin}$  im System mit Anpassung von Länge und hydraulischem Radius der Wärmeübertrager

Bei einer Frequenz von etwa 155 Hz entspricht die doppelte Schallauslenkung im heißseitigen Wärmeübertrager genau 15 mm, so dass beide Kurven hier einen gemeinsamen Punkt besitzen. Mit darüber hinaus reduzierter Frequenz steigt die längenangepasste Kurve allerdings weiter an und nähert sich bei 100 Hz ihrem Maximum. Aus dem Verlauf lässt sich ein überragender Einfluss der Frequenz ableiten. Dieser ist allerdings nicht ausschließlich auf einen höheren Leistungsgewinn im Regenerator zurückzuführen. Mit kleinerer Resonanzfrequenz wird die thermische Eindringtiefe größer. Die Wärmeübertragung wird positiv beeinflusst. Der Effekt überlagert die bessere Wirkungsweise des Regenerators.

Die Fixierung des Verhältnisses zwischen hydraulischem Radius der Wärmeübertrager und thermischer Eindringtiefe ermöglicht eine hiervon unbeeinflusste Betrachtung. Die dritte Kurve (grün strichgepunktet) berücksichtigt daher neben der Längenanpassung auch eine Anpassung des hydraulischen Radius  $y_0$  in konstantem Verhältnis zur thermischen Eindringtiefe. Gewählt wurde ein Verhältnis von 5 für den heißseitigen und 6,1 für den kaltseitigen Wärmeübertrager. Die Werte stimmen mit denen aus dem Basismodell überein. Die resultierende Kurve weist einen deutlich flacheren Verlauf mit einem Optimum bei etwa 153 Hz auf. Bei kleiner werdender Frequenz ist die Ausbildung des Optimums auf den Zielkonflikt zwischen höherem relativem Leistungsgewinn im Regenerator  $1 + d\dot{E}_{REG}/\dot{E}_{REGin}$  und größer werdenden Rohrschleifenverlusten durch Verlängerung der Gesamtlänge  $L_{ges}$  zurückzuführen. Abbildung 3.15(b) gibt diesen Sachverhalt wieder. Es sei bemerkt, dass die zur Frequenz korrespondierende Gesamtlänge bei den drei besprochenen Systemen annähernd identisch ist.

Abbildung 3.16 zeigt die Bedeutung der Temperatur des heißseitigen Wärmeübertragers  $T_{HWÜ}$ . In Abb. 3.16(a) ist die Abhängigkeit der entzogenen Leistung vom Wirkungsgrad  $\eta$  und  $T_{HWÜ}$  illustriert. Das System kann bereits ab einer Temperatur von  $T_{HWÜ} \approx 135^\circ\text{C}$  mit einem Wirkungsgrad von 10% betrieben werden. Mit Reduzierung des benötigten Wirkungsgrades lässt sich die erforderliche Betriebstemperatur noch deutlich senken. So kann ein Wirkungsgrad von 2,5% bereits bei  $T_{HWÜ} \approx 80^\circ\text{C}$  erzielt werden. Die Temperaturdifferenz beträgt dann nur 65 K, allerdings ist die entnehmbare Leistung sehr gering. Bei gegebenem Wirkungsgrad zeigt die Leistung einen nahezu linearen Anstieg mit  $T_{HWÜ}$ . Mit größerem Wirkungsgrad wird der Anstieg steiler. Unter Berücksichtigung aller Graphen, besitzt die gedachte, tangierte Kurve maximaler Leistung einen exponentiellen Anstieg. Wie Abb. 3.12 gezeigt hat, können deutlich abweichende Wirkungsgrade oder Leistungen mit Optimierung der akustischen Bedingungen im Regenerator und/oder der Parameter des Wärmeübertragers erzielt werden.





**Abbildung 3.16:** Von der Last entnommene akustische Leistung  $\dot{E}_{Last}$  in Abhängigkeit der Temperatur des heißseitigen Wärmeübertragers  $T_{HWÜ}$  für (a) verschiedene Wirkungsgrade  $\eta$  und (b) unterschiedliche Temperaturen des kaltseitigen Wärmeübertragers  $T_{KWÜ}$

Abbildung 3.16(b) lässt sich zur Wirkungsbeurteilung der Temperatur des kaltseitigen Wärmeübertragers  $T_{KWÜ}$  nutzen. Es wird deutlich, dass die Temperaturdifferenz zwischen kalter und heißer Seite einen mindestens ebenso wichtigen Einfluss hat wie eine möglichst hohe heißseitige Temperatur. Die Kurven mit höherer  $T_{KWÜ}$  sind annähernd parallel verschoben in Richtung größerer  $T_{HWÜ}$ . Darüber hinaus wird mit höherem Temperaturniveau die Reduktion des exergetischen Potenzials erkennbar. Ist z.B.  $T_{KWÜ}$  um 20K höher als im Referenzsystem, so muss  $T_{HWÜ}$  bereits etwa 25K größer sein, um den gleichen Carnotwirkungsgrad zu erhalten. Die Systemleistung ist an ihn gebunden. Eine Verringerung der Wärmesenktemperatur ist demnach bedeutender als eine Erhöhung der Wärmequellentemperatur.

### 3.4 Zusammenfassung und Schlussfolgerungen

Eine umfassende numerische Parameterstudie für einen thermoakustischen Motor nach Rohrschleifenbauart ist durchgeführt worden. Hierfür kam das Simulationsprogramm DeltaEC zum Einsatz. Das entwickelte Modell des Motors umfasst einen Kernabschnitt, eine Rohrschleife, eine akustische Last und einen Stutzen zur Impedanzanpassung. Der grundsätzliche Entwurf sieht die Nutzung niedertemperierter Abwärme bei einer heißseitigen Temperatur von 150°C vor. Erstmals konnte der Einfluss von Position und Länge eines Stutzens auf die akustischen Bedingungen systematisch in wechselseitiger Abhängigkeit untersucht werden. Die in der Folge fixierbaren Regeneratorbedingungen (Phasenverschiebung und normalisierte Impedanz) ließen eine weitgehend unabhängige Untersuchung einer Reihe weiterer Parameter auf Systemebene zu. Ohne Anwendung der neuartigen Methodik wären die parameterspezifischen Einflüsse durch die starke Variabilität der Regeneratorbedingungen überlagert und möglicherweise missinterpretiert worden. Die Ergebnisse lassen sich wie folgt zusammenfassen:

- Die Wirkungsweise eines Stutzens zur Impedanzanpassung wurde bestätigt. Durch Änderung von Position und Länge des Stutzens können die akustischen Bedingungen im Regenerator sehr präzise eingestellt und optimiert werden. Unter den Simulationsbedingungen erwiesen sich eine normalisierte Impedanz von 8 und eine Phasenverschiebung von  $-30^\circ$  als optimal.
- Die maximale Leistungsfähigkeit des Systems ist nicht ausschließlich von akustischen Bedingungen im Regenerator und dessen geometrischen Aufbau abhängig, sondern kann nur durch Opti-



mierung des akustischen Feldes auf Systemebene erreicht werden. Hierbei stellen die geforderten Anwendungsbedingungen einen wesentlichen Einfluss dar. Für einen leistungsgetriebenen Entwurf werden andere Parameter benötigt als für einen Motor mit maximalem Wirkungsgrad.

- Die geometrischen Parameter des Regenerators müssen aufeinander abgestimmt sein. Häufig ist es vorteilhaft, die Porosität zu erhöhen. Die Länge sollte klein gehalten werden, womit sich viskose Verluste reduzieren. Wärmeleitungsverluste in Systemen mit hoher Leistung und geringer Temperaturdifferenz besitzen einen eher geringen Einfluss. Im Rahmen der analysierten Betriebsbedingungen beträgt die optimale Lautrec-Zahl etwa 0,5.
- Bezüglich der Wärmeübertrager ist ebenfalls eine wechselseitige Anpassung der geometrischen Parameter essentiell. Im Allgemeinen erhöht sich die Leistungsfähigkeit exponentiell mit einer Verringerung des hydraulischen Radius. Außerdem ist es wichtig, die Länge der Wärmeübertrager an die doppelte Schallauslenkung anzupassen. Bei festgelegtem hydraulischem Radius sollte dies vorzugsweise durch Maximierung der Porosität und Minimierung der Länge erfolgen.
- Eine Vergrößerung von Flächenverhältnis und Hohlraumlänge des Kernabschnitts hat generell eine schädigende Wirkung auf das akustische Feld und die Leistung. Trotzdem kann ein Optimum für relativ kleine Werte gefunden werden. Die von Flächenverhältnis und Hohlraumlänge abhängige Resonanzfrequenz besitzt einen starken überlagernden Einfluss.
- Die Variation der Lastimpedanz wurde angewendet, um die entnommene akustische Leistung sowie den Wirkungsgrad zu verändern. Für maximale Leistung wird eine deutlich höhere Impedanz benötigt als für maximalen Wirkungsgrad. Die Kopplung der Last an die Rohrschleife kann prinzipiell an jeder Position erfolgen. Durch Anpassung der Lastimpedanz und der Stutzenparameter lassen sich günstige Bedingungen einstellen. Vorteilhafter ist jedoch eine Verbindung möglichst dicht am Kernabschnitt in Wellenausbreitungsrichtung. Bis zu einem Argument von  $45^\circ$  besitzt der Imaginärteil der Lastimpedanz nur einen geringen Einfluss auf die Leistung.
- Die Systemleistung steigt signifikant mit höherem Betriebsdruck, wobei sich die Zuwachsrate deutlich abschwächt. Ein Austausch des Arbeitsgases von Helium zu Argon reduziert die Leistung auf einen Anteil von etwa  $1/7$ . Der Wirkungsgrad wird hiervon weniger beeinträchtigt. Insgesamt betrachtet sind die Einflüsse von Betriebsdruck und Argon auf das akustische Feld sehr klein, so dass ein bestehendes System nach Anpassung des hydraulischen Radius im Regenerator in günstigen Betriebsbedingungen verweilt.
- Mit Reduzierung der Resonanzfrequenz durch Änderung der Gesamtlänge kann eine Leistungssteigerung bewirkt werden. Diese geht auf einen höheren relativen Leistungsgewinn im Regenerator zurück, wird aber von ebenfalls positiven Effekten auf den Wärmeaustausch in den Wärmeübertragern überlagert. Bei geringer Frequenz und folglich hoher Systemlänge geht der positive Einfluss wegen steigender akustischer Rohrschleifenverluste verloren.
- Die Leistungsfähigkeit intensiviert sich exponentiell mit Erhöhung der Temperaturdifferenz. Leistung und Wirkungsgrad können signifikant gesteigert werden. Eine geringere Temperatur der Wärmezufuhr ist hierbei bedeutender als eine höhere Temperatur der Wärmeabfuhr.

Die numerische Studie hat gezeigt, dass sich mit einem einstufigen System bei Nutzung niedertemperierter Wärme vergleichbare Leistungseigenschaften erzielen lassen wie bei mehrstufigen Aufbauten. Einerseits ist es möglich, bei einer heißseitigen Temperatur von  $150^\circ\text{C}$  und einer wirkenden Temperaturdifferenz von  $135\text{K}$  einen relativen Carnotwirkungsgrad von über 50% zu erreichen und andererseits können Wärmequellen mit einer Temperatur von weniger als  $100^\circ\text{C}$  Verwendung finden.



## 4 Alternative Varianten zur Manipulation der akustischen Bedingungen

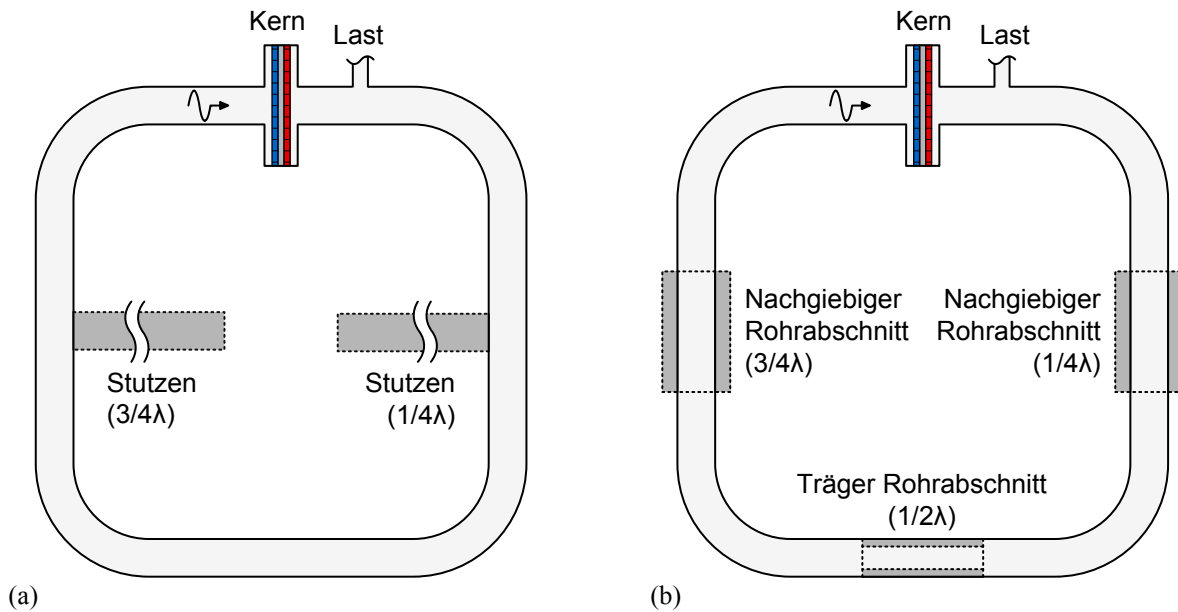
Die akustischen Bedingungen im Regenerator eines einstufigen thermoakustischen Motors nach Rohrschleifenbauart können mittels eines Stutzens beliebig variiert werden. Eine umfassende Beurteilung der Leistungsfähigkeit dieser Methode kann jedoch erst nach Vergleich mit alternativen, auf dem Prinzip der Rohrschleife basierenden Bauformen erfolgen. Im Fokus des folgenden Kapitels steht daher eine Gegenüberstellung zu anderen Varianten der Impedanzanpassung in einstufigen Systemen. Dabei wird eine alternative Positionierung des Stutzens ebenso in Betracht gezogen, wie der Austausch des Stutzens mit einem akustisch kompressibel oder träge wirkenden Rohrabschnitt [17]. Zusätzlich zu den innerhalb dieses Kapitels diskutierten Ergebnissen sind sämtliche in Folge von Abhängigkeiten variablen Simulationsparameter im Anhang B zusammengefasst.

### 4.1 Bauformen einstufiger Systeme

Wie bereits in Abschnitt 3.2.1 erwähnt, kann das akustische System aus Rohrschleife und Kernabschnitt als  $\lambda$ -Resonator verstanden werden. Der Kernabschnitt mit erhöhter Querschnittsfläche besitzt eine akustische Impedanz mit nachgiebigem/kompressiblem Charakter in der ansonsten homogenen Rohrschleife. Er stellt eine weiche Grenze dar und bewirkt akustische Reflektionen innerhalb des Resonators. Diese führen zur Ausbildung eines lokalen Minimums der Volumenstromamplitude und eines lokalen Maximums der Druckamplitude im Kernabschnitt. Die Störungen setzen sich entlang des gesamten Resonators in Form einer Wanderwelle mit großen Anteilen einer stehenden Welle fort. Sie machen das System ineffizient bzw. verhindern die Arbeitsfähigkeit bei geringer Temperaturdifferenz.

Die im vorhergehenden Kapitel durchgeführte Parameterstudie zeigt, dass die akustisch nachgiebigen Eigenschaften eines Stutzens eine zweite weiche Randbedingung in das System einbringt. Diese verringert nicht nur die ungewollten Reflexionen, sondern lässt sich zur Feinabstimmung der Regeneratorbedingungen nutzen. Hierfür muss der Stutzen etwa in einem Abstand von  $\frac{3}{4}$  der Wellenlänge in Richtung der Wellenausbreitung hinter dem Regenerator platziert werden. Eine weitere Möglichkeit der prinzipiellen Positionierung besteht bei einem Abstand von etwa  $\frac{1}{4}$  der Wellenlänge. Sie erlaubt eine potenziell ähnliche Veränderung der akustischen Bedingungen im Regenerator, verursacht andererseits aber abweichende akustische Bedingungen entlang der Rohrschleife. Beide Modifikationen sind in Abb. 4.1(a) schematisch dargestellt und sollen im Detail gegenübergestellt werden.

Darüber hinausgehend lassen sich die akustischen Bedingungen eines einstufigen Systems auch mittels anderer akustisch wirksamer Elemente beeinflussen. Mit lokaler Aufweitung des Rohrschleifendurchmessers kann durch das zusätzliche Volumen eine akustisch nachgiebige Wirkung erzeugt werden. Sie ähnelt der Funktion eines Stutzens und kann wie dieser an zwei unterschiedlichen Positionen eingebracht werden. Im Gegensatz dazu besitzt eine lokale Einengung des Rohrschleifendurchmessers eine akustisch träge Wirkung. Akustisch gesehen setzt die Einengung eine harte Grenze.



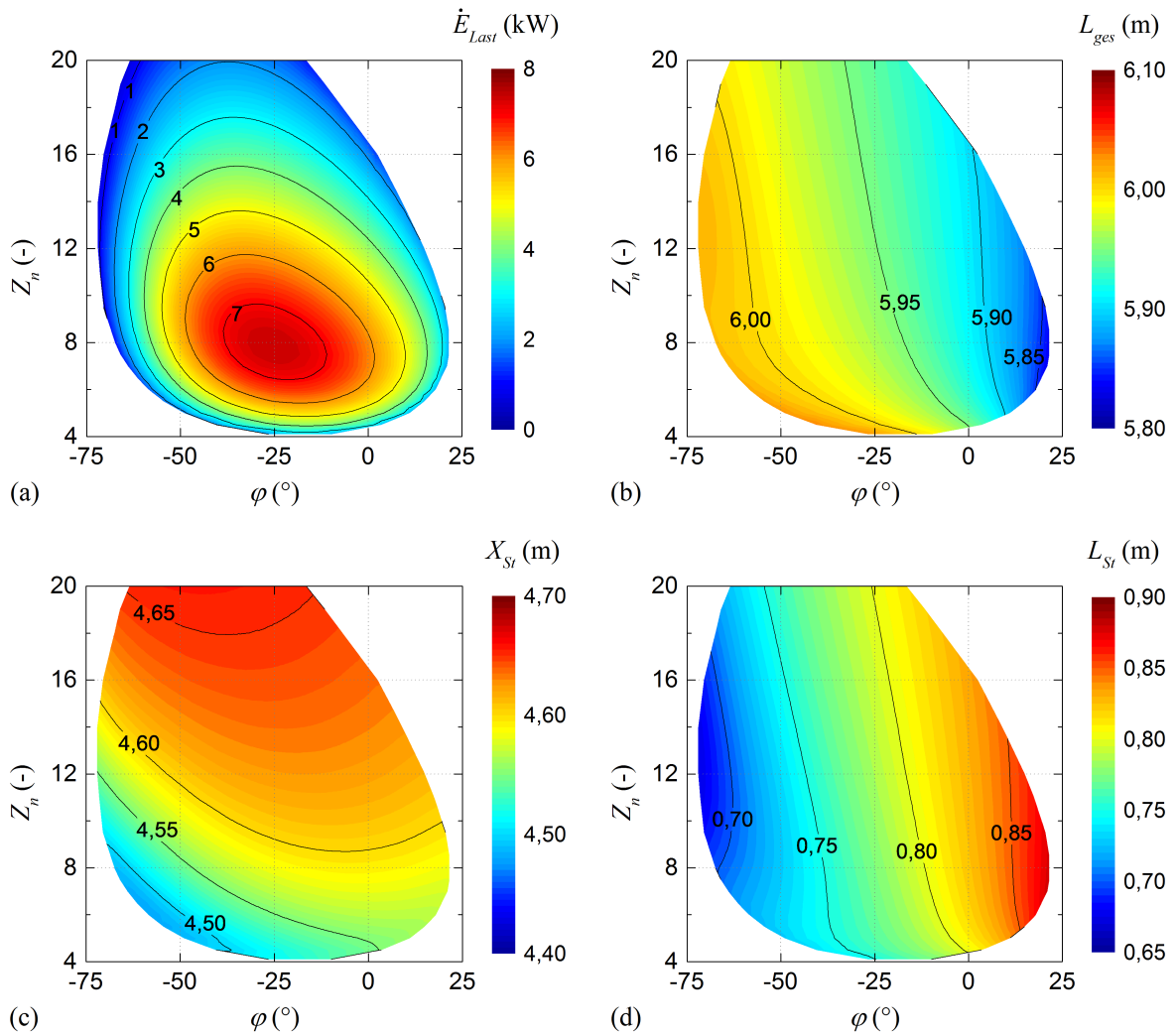
**Abbildung 4.1:** Varianten zur Beeinflussung der akustischen Bedingungen im Regenerator (a) mittels eines Stützens bei der Position von entweder  $\frac{1}{4}\lambda$  oder  $\frac{3}{4}\lambda$  hinter dem Regenerator, (b) mittels geweiteter, nachgiebiger Rohrabschnitte ebenfalls bei der Position von entweder  $\frac{1}{4}\lambda$  oder  $\frac{3}{4}\lambda$ , bzw. über einen verengten, trägen Rohrabschnitts bei der  $\frac{1}{2}\lambda$  Position

Sie lässt sich ebenso zur Veränderung der akustischen Bedingungen nutzen. Hierfür muss sie bei einer Position von etwa  $\frac{1}{2}$  der Wellenlänge hinter dem Regenerator in die Rohrschleife integriert werden. Abbildung 4.1(b) zeigt den schematischen Aufbau des einstufigen Motors mit den drei Varianten akustisch wirksamer Rohrabschnitte.

Im Folgenden soll ein direkter Vergleich der erwähnten Methoden untereinander durchgeführt werden. Da alle numerischen Versuche unter konstanten Bedingungen mit demselben Aufbau des Kernabschnitts, der Last und der Rohrschleife simuliert werden, lassen sich im Anschluss die Vor- und Nachteile der einzelnen Techniken bewerten. Die verwendeten Simulationsmodelle entsprechen dem in Abschnitt 3.1 vorgestellten Modell mit Ausnahme zweier Abweichungen:

- Um den verfälschenden Einfluss der Resonanzfrequenz zu verringern, wird die Gesamtlänge des Systems nicht mehr auf 4m fixiert. Stattdessen ist die Rohrschleifenlänge variabel und wird zur Wahrung einer konstanten Frequenz (150Hz) mittels eines Schätz- und Zielwertpaares angepasst.
- Die Länge der Wärmeübertrager ist von je 15mm auf 20mm erhöht worden. Derart ist die doppelte Schallauslenkung auch bei größeren akustischen Leistungen stets kleiner als die Wärmeübertragerlänge. Die Länge der Hohlräume bleibt hiervon unberührt, so dass sich die gesamte Länge des Kernabschnitts von 100mm auf 110mm verlängert.

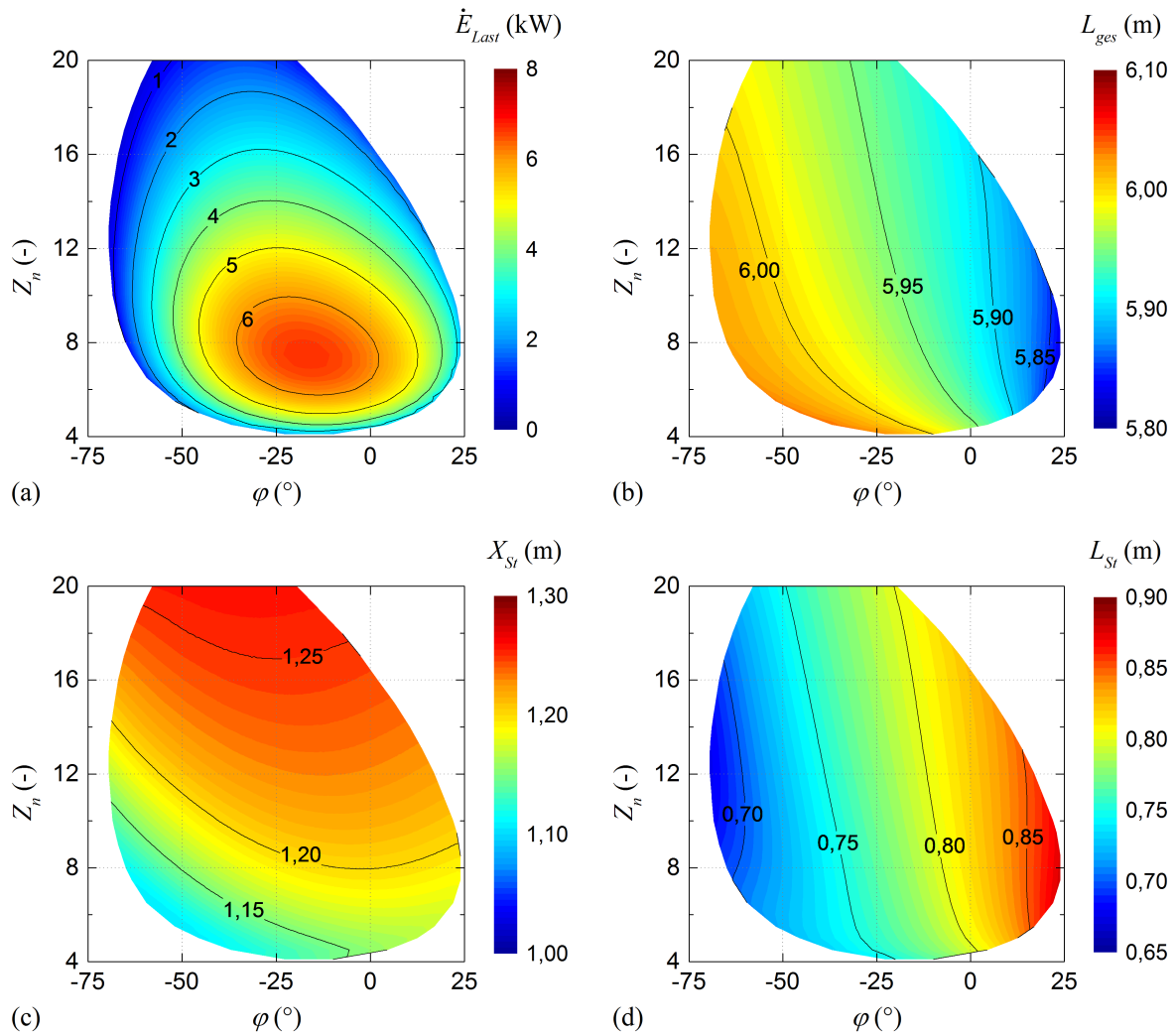
Zum Erreichen der alternativen Stützenposition bei  $\frac{1}{4}$  der Wellenlänge  $\lambda$  in Abb. 4.1(a) wurde der ursprüngliche Stützen bei  $\frac{3}{4}\lambda$  sukzessiv entfernt und bei der  $\frac{1}{4}\lambda$  Position mit identischen Werten neu aufgebaut. Die der Abb. 4.1(b) entsprechenden Modelle konnten in ähnlicher Weise durch graduelle Entfernung des ursprünglichen Stützens und Hinzufügen eines zusätzlichen geweiteten bzw. verengten Rohrabschnitts mit einer gewählten Länge von 0,40m beigegeführt werden. Die Schätzwerte für Position und Länge des Stützens entsprechen in den abgewandelten Modellen der Querschnittsfläche bzw. der mittleren Position des jeweiligen Rohrabschnitts.



**Abbildung 4.2:** Einfluss der normalisierten Impedanz  $Z_n$  und der Phasenverschiebung  $\varphi$  in der Regeneratormitte für das System mit Stützen bei der  $\frac{3}{4}\lambda$  Position auf (a) die von der Last entzogene akustische Leistung  $\dot{E}_{Last}$ , (b) die Gesamtlänge des Systems  $L_{ges}$ , (c) die Stützenposition  $X_{St}$  und (d) die Stützenlänge  $L_{St}$

## 4.2 Übergeordnete Position des Stutzens

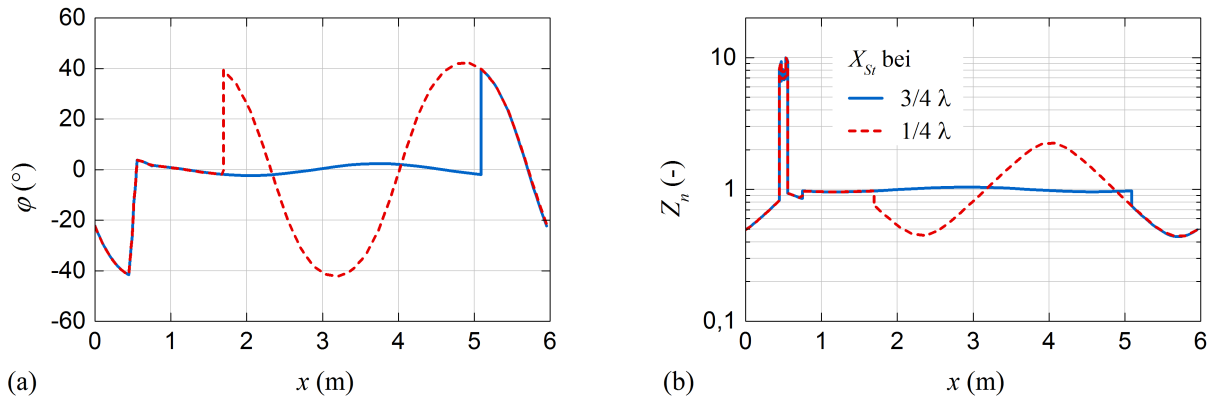
Die Abb. 4.2 zeigt den Einfluss von Position und Länge des Stutzens auf normalisierte Impedanz und Phasenverschiebung für die Positionierung des Stutzens bei  $\frac{3}{4}\lambda$  hinter dem Regenerator. Sie ist eine Wiederholung der Abb. 3.3 entsprechend der geänderten Bedingungen  $f = 150\text{Hz} = \text{konstant}$  sowie  $L_{WQ} = 20\text{mm}$ . Daher ist es nicht weiter überraschend, dass die Diagramme für die von der Last entzogene akustische Leistung in Abb. 4.2(a), die Stützenposition in Abb. 4.2(c) und die Stützenlänge in Abb. 4.2(d) eine große qualitative Ähnlichkeit zu ihren Pendanten in Abb. 3.3 aufweisen. Quantitativ weichen die Werte hingegen voneinander ab. Das Leistungsmaximum wird bei sehr ähnlichen Bedingungen von etwa  $Z_n = 8$  und  $\varphi = -26^\circ$  erreicht, fällt jedoch mit  $7402\text{W}$  um ca. 40% höher aus. Die Ursache hierfür liegt bei der in Abschnitt 3.3.6 diskutierten Abhängigkeit von der Resonanzfrequenz. Aus Abb. 4.2(b) wird ersichtlich, dass die durchschnittliche Gesamtlänge des Systems etwa  $5,95\text{ m}$  beträgt und sich zur Fixierung der Frequenz nur marginal im Bereich weniger Zentimeter ändert.



**Abbildung 4.3:** Einfluss der normalisierten Impedanz  $Z_n$  und der Phasenverschiebung  $\varphi$  in der Regeneratormitte für das System mit Stützen bei der  $\frac{1}{4} \lambda$  Position auf (a) die von der Last entzogene akustische Leistung  $\dot{E}_{Last}$ , (b) die Gesamtlänge des Systems  $L_{ges}$ , (c) die Stützenposition  $X_{St}$  und (d) die Stützenlänge  $L_{St}$

Die mittlere Position des Stützens befindet sich erwartungsgemäß bei etwa  $\frac{3}{4} \lambda$  hinter dem Regenerator. Die mittlere Stützenlänge ist etwas größer als beim vorherigen System. Ursächlich hierfür ist das vergrößerte Gasvolumen einerseits im Kernabschnitt (Verlängerung der Wärmeübertrager) und andererseits im gesamten System (Verlängerung der Rohrschleife). Eine Anpassung der akustischen Nachgiebigkeit des Stützens mittels einer Vergrößerung seines Volumens wird erforderlich. Wegen des insgesamt höheren Leistungspotenzials ist die Bandbreite der akustischen Bedingungen etwas größer. Dennoch ist es bemerkenswert, dass der Variationsbereich von Position und Länge des Stützens um einen Faktor von etwa zwei höher liegt als beim zuvor verwendeten System. Ausschlaggebend ist vermutlich der akustische Einfluss der längeren Rohrschleife.

Der Abb. 4.3 lassen sich die gleichen Graphen in selber Anordnung entnehmen wie aus Abb. 4.2, zeigen dieses Mal jedoch die Zustände für das System mit der übergeordneten Stützenposition bei  $\frac{1}{4} \lambda$  hinter dem Regenerator. Die von normalisierter Impedanz und Phasenverschiebung abhängige gesamte Systemlänge in Abb. 4.3(b) und die Stützenlänge in Abb. 4.3(d) stimmen sowohl in ihren absoluten Werten, als auch in ihrer Verteilung nahezu identisch mit den Werten des  $\frac{3}{4} \lambda$  Systems überein.



**Abbildung 4.4:** Akustisches Feld bei einer normalisierten Impedanz von  $Z_n = 8$  und einer Phasenverschiebung von  $\varphi = -20^\circ$  in der Regeneratormitte für die  $3/4 \lambda$  und  $1/4 \lambda$  Position; entsprechend (a) der Phasenverschiebung  $\varphi$  und (b) der normalisierten Impedanz  $Z_n$

Unter Berücksichtigung der prinzipiell abweichenden Positionierung ist auch die Verteilung der Werte für die Stutzenposition in Abb. 4.3(c) mit denen aus Abb. 4.2(c) konform. Abweichungen werden indes mit der Betrachtung der von der Last entnommenen akustischen Leistung in Abb. 4.3(a) deutlich. Diese fällt mit maximal etwa 6671 W nicht nur um knapp 10% geringer aus als beim  $3/4 \lambda$  System, sondern auch die Position des maximalen Leistungspunktes ist mit  $Z_n = 7,5$  und  $\varphi = -17^\circ$  etwas verschoben. Da die Randbedingungen in beiden Systemen identisch sind, muss die Ursache in der Ausprägung des akustischen Feldes entlang der Rohrschleife liegen.

Zur Untermauerung der These soll Abb. 4.4 herangezogen werden. Sie zeigt die Verteilung des akustischen Feldes in beiden Systemen unter identischen Bedingungen bei  $Z_n = 8$  und  $\varphi = -20^\circ$  im Zentrum des Regenerators. Abbildung 4.4(a) illustriert hierbei die Phasenverschiebung entlang der Rohrschleife vergleichend für beide Systeme. Analog ist in Abb. 4.4(b) die normalisierte Impedanz dargestellt. Auffallend ist, dass die akustischen Bedingungen im Bereich von etwa  $1/4 \lambda$  vor und hinter dem Regenerator, d.h. zwischen beiden Stutzenpositionen, identisch sind. Die Kurven liegen nahezu perfekt übereinander. Im verbliebenen Bereich der Rohrschleife treten deutliche Unterschiede zu Tage. Während die normalisierte Impedanz des  $3/4 \lambda$  Systems durchweg nahe 1 liegt und die Phasenverschiebung kaum von  $0^\circ$  abweicht (und damit optimale Bedingungen einer Wanderwelle mit nur sehr geringen Anteilen einer stehenden Welle anzeigt), schwanken normalisierte Impedanz und Phasenverschiebung beim  $1/4 \lambda$  System deutlich um die genannten Werte herum.

Ein Nulldurchgang der Phasenverschiebung in negativer Richtung markiert stets ein lokales Minimum der normalisierten Impedanz. Dieses ist wiederum gleichzusetzen mit einem lokalen Maximum der Druckamplitude und einem Minimum der Volumenstromamplitude. Bei einem Nulldurchgang in negativer Richtung sind die Verhältnisse exakt gegensätzlich. Für den Transfer akustischer Leistung in der Rohrschleife bedeuten ausgeprägte Maxima der Druck- und Volumenstromamplitude ungünstige Eigenschaften, die mit verhältnismäßig hohen thermoviskosen Verlusten an der Rohrwand verbunden sind. Das  $1/4 \lambda$  System benötigt demnach mehr Eigenleistung zur Aufrechterhaltung der Schwingung als das  $3/4 \lambda$  System – akustische Leistung, die nicht mehr für die Entnahme von einer akustischen Last zur Verfügung steht. Der Stutzen beeinflusst demnach nicht nur die akustischen Bedingungen im Regenerator, sondern verändert simultan auch das akustische Feld entlang der gesamten Rohrschleife.

Vor diesem Hintergrund lässt sich Abb. 4.4 auch wie folgt interpretieren: Durch Abgleich des nachgiebigen Verhaltens des Kernbereichs mit dem des Stutzens können für den ersten Abschnitt der Rohrschleife zwischen Kernbereich und Stutzen sehr günstige akustische Eigenschaften mit einer beinahe idealen Wanderwelle erzielt werden. Das akustische Feld im zweiten Abschnitt zwischen Stutzen und Kern ist hingegen stärker von den Zielwerten für  $Z_n$  und  $\varphi$  abhängig und besitzt deshalb stets große Anteile einer stehenden Welle. Diese sind mit höheren thermoviskosen Verlusten verbunden. Der Abschnitt sollte daher möglichst kurz sein. Eine Stutzenposition bei  $\frac{3}{4}\lambda$  erfüllt die Bedingung deutlich besser, als ein Stutzen bei  $\frac{1}{4}\lambda$ .

## 4.3 Kompressibel und träge wirkende Rohrabschnitte

Jin et al. [17] wiesen darauf hin, dass eine lokale Aufweitung des Rohrschleifendurchmessers eine akustisch nachgiebige/kompressible Wirkung besitzt, die der Funktion eines Stutzens stark ähnelt. Alternativ zeigten sie ebenso, dass auch eine lokale Einengung des Rohrschleifendurchmessers zur Veränderung der akustischen Bedingungen genutzt werden kann (vgl. Abschnitt 3.2.1). Wie Chen et al. [124] zeigten, ist die Implementierung einer variablen Einengung auch über ein Kugelventil möglich.

### 4.3.1 Funktionsweise der wirksamen Rohrabschnitte

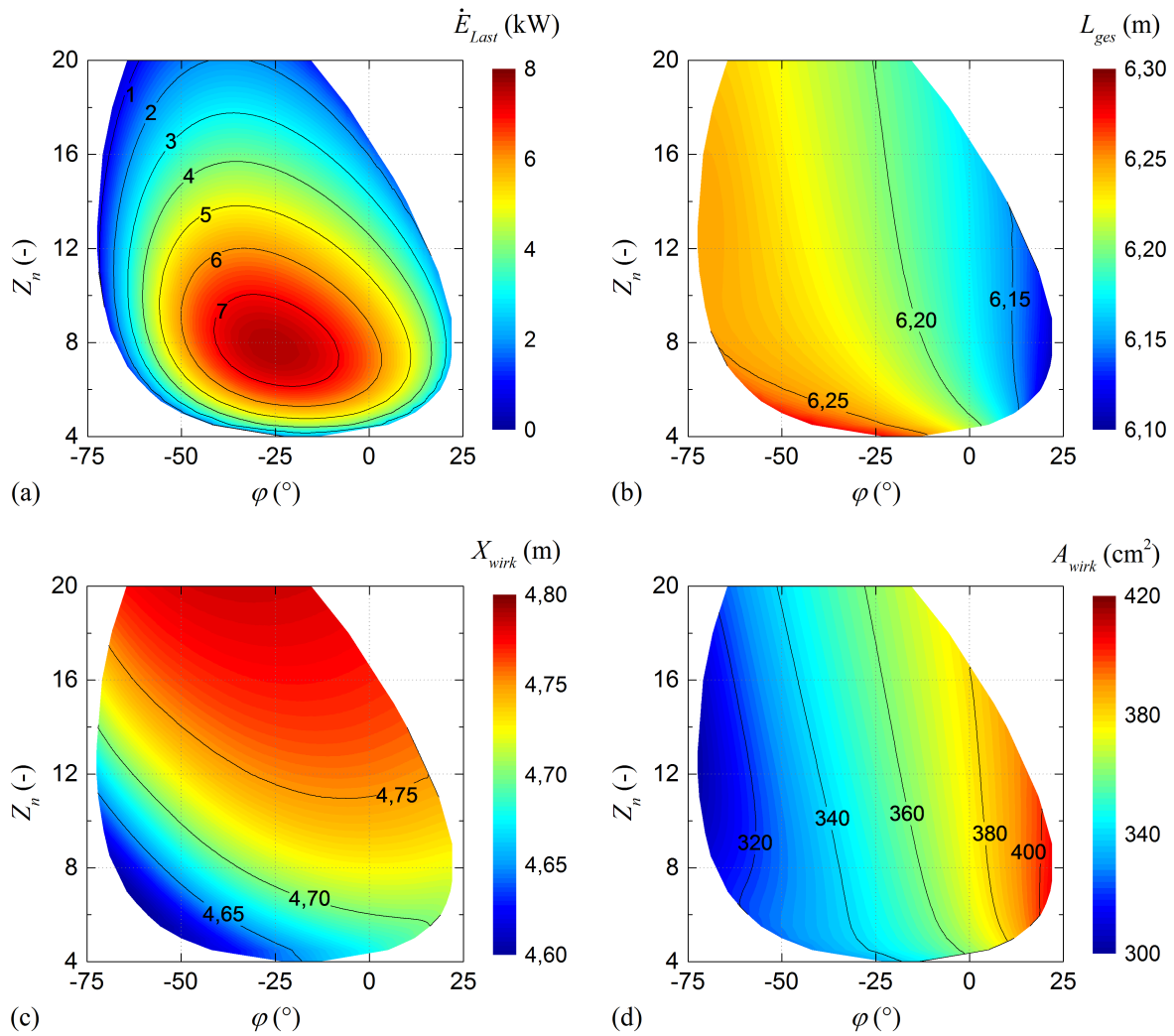
Nach der in Abschnitt 2.3.1 vorgestellten Theorie der linearen, verlustlosen Akustik besitzt ein Rohrabschnitt stets eine Kompressibilität  $C = V/\gamma p_m$  und eine Trägheit  $L = \rho_m \Delta x/A$ . Die Impedanz ergibt sich dann zu  $Z = i\omega L + 1/i\omega C$ . Über die Kontinuitätsgleichung kann gezeigt werden, dass sich der oszillierende Volumenstrom entlang des Abschnitts in Folge des kompressiblen Anteils der Impedanz verändert:  $\Delta U_1 = -i\omega C p_1$ . Der Impulserhaltung folgend ändert sich die Druckschwingung hingegen als Resultat des trägen Anteils der Impedanz:  $\Delta p_1 = -i\omega L U_1$ .

Bei Rohrabschnitten mit verhältnismäßig großer Querschnittsfläche überwiegen die kompressiblen Eigenschaften. Bei gleichbleibender Druckschwingung erhöht sich die Volumenstromschwankung, was gleichzeitig zu einer Phasenverschiebung in positiver Richtung führt. Abschnitte mit kleiner Querschnittsfläche weisen hingegen hauptsächlich träge Eigenschaften auf. Entlang eines solchen Elements ändert sich die Volumenstromschwankung kaum, während sich die Druckschwingung ändert. Eine Phasenverschiebung in negativer Richtung ist die Folge.

Analog zur Verwendung eines Stutzens kann ein kompressibler Rohrabschnitt entweder an der  $\frac{3}{4}\lambda$  Position oder an der  $\frac{1}{4}\lambda$  Position eingesetzt werden. Die Unterschiede zwischen beiden Positionen sind ähnlich wie bei der vorherigen Betrachtung der Stutzen. Nachfolgend wird sich daher auf die Analyse der vorteilhaften  $\frac{3}{4}\lambda$  Position beschränkt.

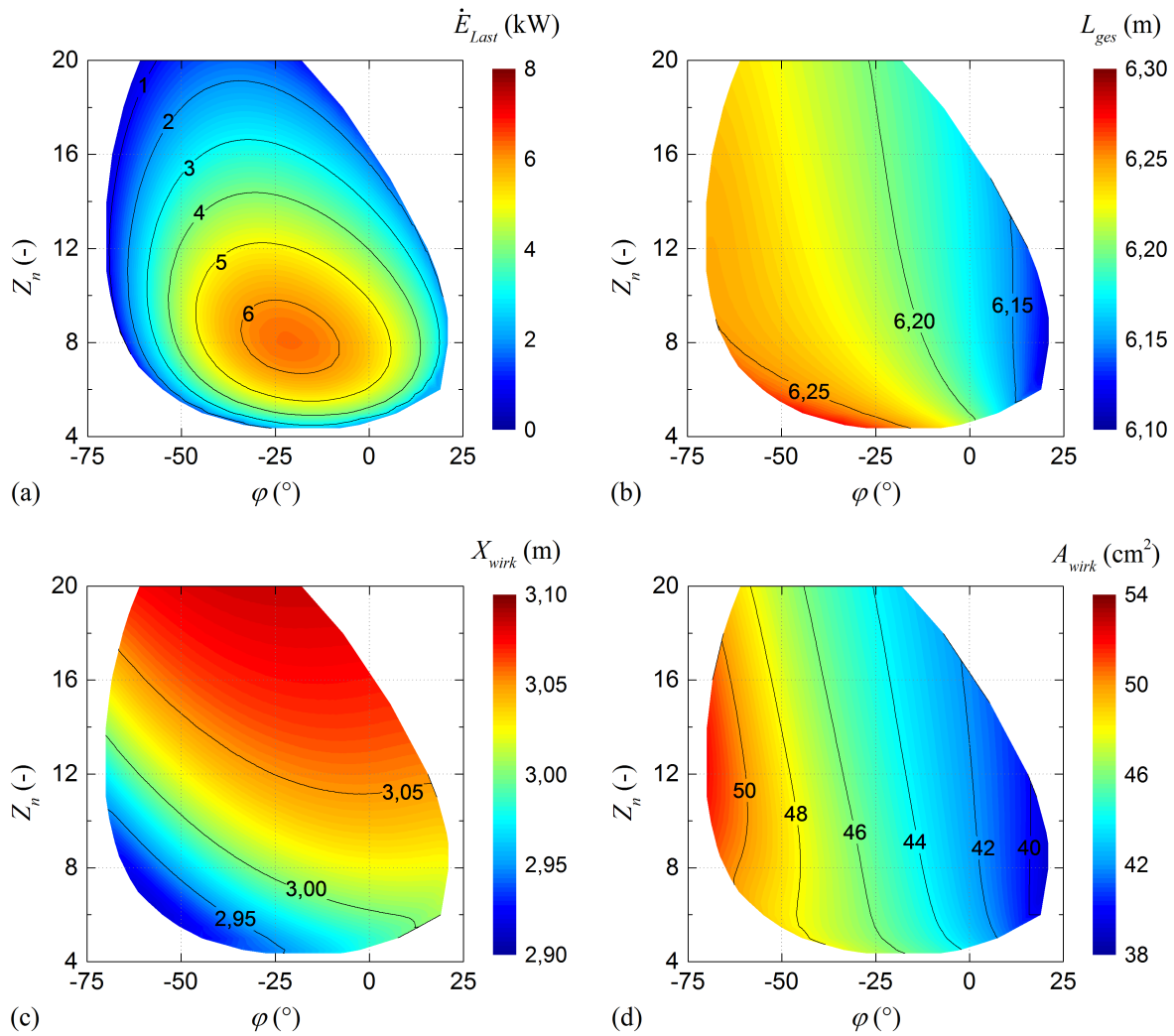
Abbildung 4.5 zeigt die Anpassung akustischer Bedingungen im Regenerator mittels eines 0,40m langen kompressiblen Rohrabschnitts. Sie weist eine hohe Übereinstimmung mit den Ergebnissen der Stutzenanalyse aus Abb. 4.2 auf. Der Punkt maximaler Leistung in Abb. 4.5(a) befindet sich bei  $Z_n = 8$  und  $\varphi = -26^\circ$ . Mit 7595 W kann geringfügig mehr Leistung durch die Last abgegriffen werden als beim System mit Stutzen. Die Ursache sind geringere thermoviskose Verluste durch Wegfall des langen Stutzens sowie die Verringerung der Schallschnelle entlang des kompressiblen Elements.





**Abbildung 4.5:** Einfluss der normalisierten Impedanz  $Z_n$  und der Phasenverschiebung  $\varphi$  in der Regeneratormitte für das System mit kompressibel wirkenden Rohrabschnitt bei der  $\frac{3}{4}\lambda$  Position auf (a) die von der Last entzogene akustische Leistung  $\dot{E}_{Last}$ , (b) die Gesamtlänge des Systems  $L_{ges}$ , (c) die mittlere Position des kompressiblen Abschnitts  $X_{wirk}$  und (d) die Querschnittsfläche des kompressiblen Abschnitts  $A_{wirk}$

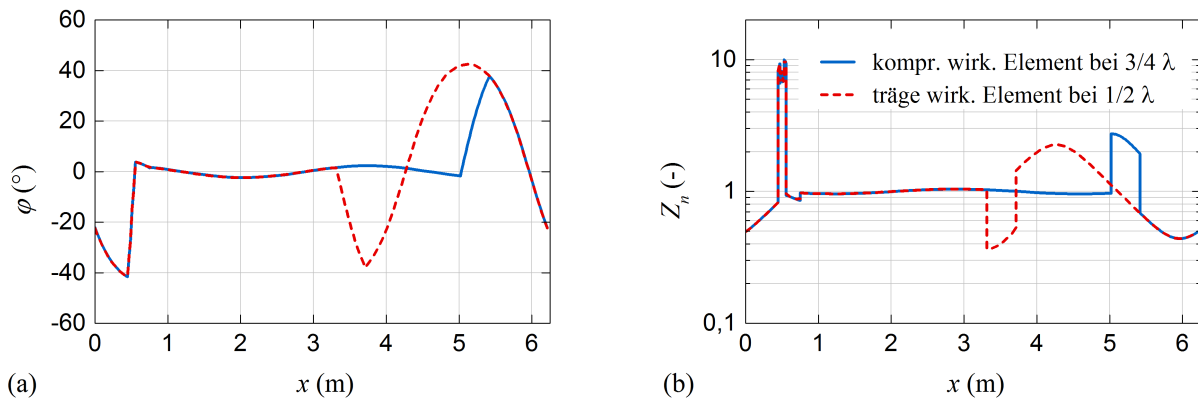
Die in Abb. 4.5(b) gezeigte Gesamtlänge des Systems stimmt bezüglich der Verteilung mit der des Stützensystems überein, ist absolut jedoch um etwa 0,20m länger. Dies entspricht der Hälfte der zusätzlichen Rohrabschnittslänge. Gleiche Beobachtungen treffen auch für die Position des Rohrabschnitts in Abb. 4.5(c) zu, die nur aufgrund der höheren Systemlänge von der im Stützensystem abweicht. Abbildung 4.5(d) zeigt die Querschnittsfläche des Rohrabschnitts. Sie ist im Mittel knapp dreimal größer als die Querschnittsfläche der regulären Rohrschleife ( $125,7\text{cm}^2$ ). Bezüglich ihrer Funktion ist sie mit der der Stützenlänge gleichzusetzen. Beide Größen verändern linear das Volumen des kompressiblen Elements. Insgesamt betrachtet konnte damit die identische Wirkweise von einem Stützen und einem kompressibel wirkenden Rohrabschnitt nachgewiesen werden.



**Abbildung 4.6:** Einfluss der normierten Impedanz  $Z_n$  und der Phasenverschiebung  $\varphi$  in der Regeneratormitte für das System mit träge wirkenden Rohrabschnitt bei der  $\frac{1}{2}\lambda$  Position auf (a) die von der Last entzogene akustische Leistung  $\dot{E}_{Last}$ , (b) die Gesamtlänge des Systems  $L_{ges}$  (c) die mittlere Position des trägen Abschnitts  $X_{wirk}$  und (d) die Querschnittsfläche des trägen Abschnitts  $A_{wirk}$

In der Abb. 4.6 sind die Simulationsergebnisse für die Variation von normalisierter Impedanz und Phasenverschiebung bei einem thermoakustischen Motor mit 0,40m langem, träge wirkendem Rohrabschnitt an der  $\frac{1}{2}\lambda$  Position dargestellt. Wie Abb. 4.6(a) zeigt, wird die maximale Leistung mit 6326W bei  $Z_n = 8$  und  $\varphi = -21^\circ$  erreicht. Die Gesamtlänge des Systems in Abb. 4.6(b) stimmt nahezu exakt mit der bei Verwendung des kompressiblen Rohrabschnitts überein. Die mittlere Position des trägen Rohrabschnitts in Abb. 4.6(c) entspricht erwartungsgemäß in etwa der halben Wellenlänge. Die in Abb. 4.6(d) abgebildete Querschnittsfläche des Rohrabschnitts beträgt ca. 1/3 der Querschnittsfläche der Rohrschleife.

Aus dem Vergleich der Abbildungen 4.5 mit 4.6 lassen sich zwei Schlussfolgerungen ziehen: zum einen können die akustischen Eigenschaften im Regenerator sowohl mit einem geweiteten, kompressibel wirkenden Rohrabschnitt eingestellt werden als auch in gleicher Weise mit einem verengten, träge wirkenden Rohrabschnitt. Zum anderen scheint die Leistungsfähigkeit des Systems mit verengtem Rohrabschnitt deutlich geringer zu sein.



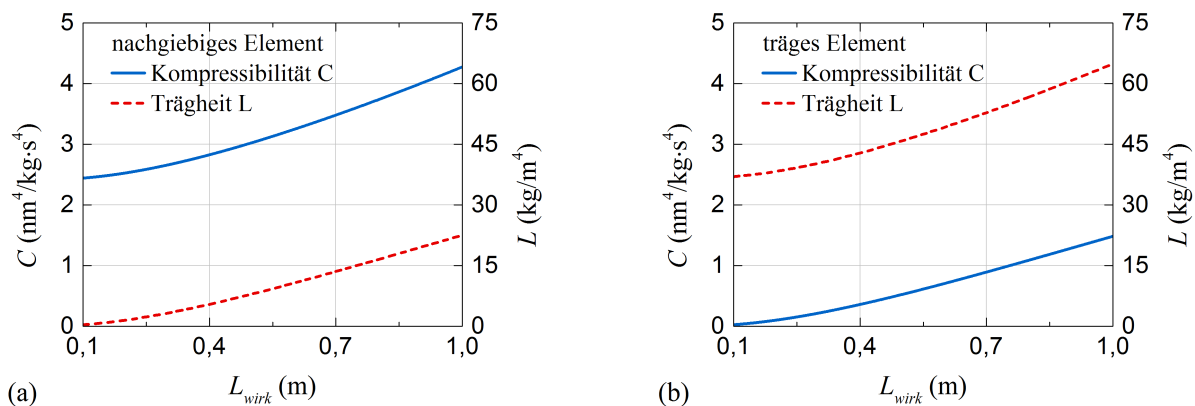
**Abbildung 4.7:** Akustisches Feld bei einer normalisierten Impedanz von  $Z_n = 8$  und einer Phasenverschiebung von  $\varphi = -20^\circ$  in der Regeneratormitte für ein kompressibles Element bei der  $3/4 \lambda$  Position und ein träges Element bei der  $1/2 \lambda$  Position; entsprechend (a) der Phasenverschiebung  $\varphi$  und (b) der normalisierten Impedanz  $Z_n$

Die Ursache für diesen Unterschied lässt sich anhand der Abb. 4.7 erläutern. Sie zeigt das akustische Feld entlang der Rohrschleife bezüglich der Phasenverschiebung in Abb. 4.7(a) und der normalisierten Impedanz in Abb. 4.7(b). Die akustischen Bedingungen in der Regeneratormitte sind mit  $Z_n = 8$  und  $\varphi = -20^\circ$  gleich. Abgesehen vom Bereich zwischen dem Beginn des trägen Elements und dem Ende des kompressiblen Elements sind beide Kurven fast identisch. Der Bereich mit ungünstigeren akustischen Eigenschaften ist beim System mit verengtem Rohrabschnitt allerdings länger und generiert somit höhere thermoviskose Verluste. Der größere Effekt geht jedoch von den Elementen selbst aus. Während die normalisierte Impedanz im verengten Abschnitt deutlich absinkt und auf eine hohe Schallschnelle mit großen viskosen Verlusten hinweist, wird diese im geweiteten Querschnitt des kompressiblen Elements angehoben. Schallschnelle und Verluste verringern sich. Es sei außerdem erwähnt, dass die Kurvenverläufe für das System mit kompressiblem Element sehr ähnlich sind zu dem Pendant mit Stutzen aus Abb. 4.4. An der Stelle, wo der Stutzen eine schlagartige Änderung von normalisierter Impedanz und Phasenverschiebung bewirkte, erfolgt die Änderung nun kontinuierlich.

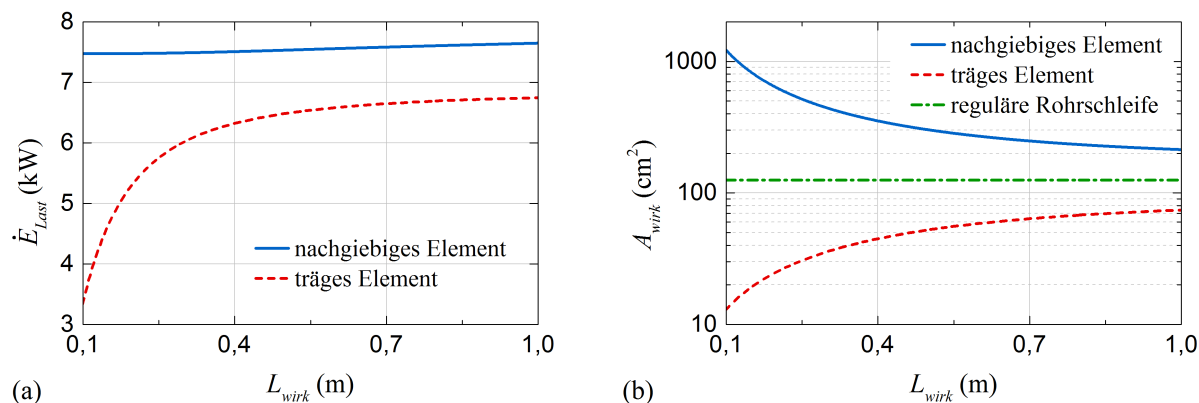
#### 4.3.2 Abhängigkeit von der Länge der wirksamen Rohrabschnitte

Eine Möglichkeit, die großen Änderungen der Schallschnelle zu verringern besteht darin, die für die Phasenänderung erforderliche Kompressibilität bzw. Trägheit über einen längeren, aber dafür weniger stark geweiteten bzw. verengten Rohrabschnitt zu erreichen. Um diesen Effekt zu untersuchen wurde die Länge der Rohrabschnitte ausgehend von den 0,40m des Basiswertes unter Beibehaltung der akustischen Bedingung im Regenerator verkürzt und verlängert. Die Abbildungen 4.8 und 4.9 zeigen die Untersuchungsergebnisse.

Für den größtenteils nachgiebig wirkenden Rohrabschnitt ergeben sich Kompressibilität  $C$  und Trägheit  $L$  in Abhängigkeit der Abschnittslänge wie in Abb. 4.8(a) dargestellt. Am unteren Ende des untersuchten Bereiches bei einer Länge von 0,10m (und entsprechend geweiteter Querschnittsfläche) wirkt der Abschnitt ausschließlich kompressibel. Mit größerer Länge nimmt allerdings zwangsläufig auch die Trägheit zu, wobei der relative Abstand beider Kurven in etwa konstant bleibt – mit ihm die gewünschte Wirkung einer Phasenverschiebung in positiver Richtung.



**Abbildung 4.8:** Einfluss der Abschnittslänge auf die Kompressibilität  $C$  und die Trägheit  $L$  des Rohrabschnitts für (a) einen hauptsächlich nachgiebig wirkenden Rohrabschnitt bei der  $\frac{3}{4}\lambda$  Position und (b) einen überwiegend träge wirkenden Rohrabschnitt bei der  $\frac{1}{2}\lambda$  Position



**Abbildung 4.9:** Einfluss der Abschnittslänge eines hauptsächlich nachgiebig bzw. träge wirkenden Rohrabschnitts auf (a) die von der Last entnommene akustische Leistung  $\dot{E}_{\text{Last}}$  und (b) die Querschnittsfläche des Rohrabschnitts

Beim trägen Element in Abb. 4.8(b) sind die beiden Kurven qualitativ miteinander vertauscht. Für eine Abschnittslänge von 0,10m (und damit stark verengtem Querschnitt) ist die Wirkung fast durchweg träge. Mit zunehmender Länge verringert sich die Einengung und die Kompressibilität steigt an. Auch hier ist der relative Abstand beider Kurven in etwa konstant und weist somit auf eine insgesamt konstante Phasenverschiebung in negativer Richtung hin. Es gilt zu beachten, dass die verwendeten Berechnungsgleichungen (2.9) und (2.11) regulär nur für Abschnitte gelten, deren Dimensionen deutlich kleiner sind als die Wellenlänge. Diese Grundlage trifft für das obere Ende des untersuchten Bereiches nicht mehr zwangsläufig zu, da eine Länge von 1m bereits einen großen Anteil an der Systemlänge von etwa 6m hat. Dennoch scheinen die Ergebnisse plausibel.

Abbildung 4.9(a) zeigt, wie sich die Änderung der Abschnittslänge auf die von der Last entnommene akustische Leistung auswirkt. Beim kompressiblen Element geht eine Verlängerung mit einem leichten, stetigen Zuwachs an akustischer Leistung einher. Auch für das träge Element wirkt sich eine Verlängerung positiv auf die Leistungsfähigkeit aus. Der Abfall bei kurzer Elementlänge ist allerdings viel stärker. Diese Beobachtungen lassen sich mit Hilfe von Abb. 4.9(b) erklären. Sie zeigt die zur jeweiligen Abschnittslänge korrespondierende Querschnittsfläche beider Elemente.

Das kompressible Element besitzt bei einer Länge von 0,10m eine etwa zehnmal höhere Querschnittsfläche als der 125,7cm<sup>2</sup> große Rohrschleifenquerschnitt. Bei einer Länge von 1m ist sie immer noch fast doppelt so groß. Die sich zur Querschnittsfläche reziprok verhaltene Schallschnelle wird im gesamten Simulationsbereich also deutlich verringert, wobei bei größerer Elementlänge ein relativ höherer Anteil des Systems eine geringere Schallschnelle aufweist. Die viskosen Verluste fallen kleiner aus und die entnommene Leistung steigt. Beim trägen Element mit einer Länge von 0,10m ist eine starke Einengung zum Erzielen der benötigten Trägheit erforderlich. Die Querschnittsfläche beträgt nur noch etwa 1/10 des Rohrschleifenquerschnitts. Hiermit einher geht ein Zuwachs der Schallschnelle mit exponentiell steigenden viskosen Verlusten. Sie führen zu einem drastischen Abfall der akustischen Leistung. Mit einer Abschnittsverlängerung und entsprechender Querschnittsvergrößerung ist ein Großteil dieser Verluste vermeidbar und die Differenz zwischen der Leistungsfähigkeit von Systemen mit kompressiblen oder trägen Elementen wird geringer, bleibt mit mehr als 10% aber signifikant. Anwendungsbezogen sollte daher ein kompressibel wirkender Abschnitt bei der  $\frac{3}{4}\lambda$  Position einem träge wirkenden Abschnitt bei der  $\frac{1}{2}\lambda$  Position vorgezogen werden. Im Vergleich zu den Ergebnissen von Jin et al. [17], die nur sehr kurze wirksame Elemente genutzt haben, sind die Unterschiede aber weniger drastisch. Die Wahl einer geeigneten Elementlänge ist von großer Bedeutung.

## 4.4 Zusammenfassung und Schlussfolgerungen

Es konnte gezeigt werden, dass eine umfassende Anpassung von Impedanz und Phasenverschiebung im Regenerator eines einstufigen thermoakustischen Motors mit allen untersuchten Methoden (Stutzen sowie kompressibel bzw. nachgiebig wirkenden Elementen) im gleichen Umfang möglich ist. Während die prinzipielle Funktionalität der Methoden bereits aus der Literatur bekannt war, wird das in Kapitel 3 erlangte Wissen über die Manipulierbarkeit der beiden Regeneratorbedingungen (Phasenverschiebung und normalisierter Impedanz) mittels der beiden Parameter eines wirksamen Elements (Position und Querschnittsfläche) konsequent und umfassend angewendet. Die innovative Darstellungsweise der wechselseitigen Abhängigkeiten über Oberflächendiagramme unterstützte die vergleichende Analyse wesentlich. Als weitere Besonderheit der dargestellten Arbeiten konnte der Einfluss der Elementlänge bei gleicher akustischer Wirkung herausgestellt werden. Aus dem direkten Vergleich zueinander können folgende Schlussfolgerungen gezogen werden:

- Die Wirkweise eines Stutzens ist mit der eines geweiteten Rohrabschnitts identisch. Beide bringen aufgrund ihrer hohen akustischen Nachgiebigkeit eine weiche Randbedingung in das System ein, welche der des Kernabschnitts entgegen wirkt.
- Bezüglich der Leistungsfähigkeit ist ein geweiteter Rohrabschnitt einem Stutzen überlegen. Er vermeidet nicht nur thermoviskose Verluste an der Innenwand des Stutzens, sondern reduziert auch viskose Verluste entlang der Rohrschleife durch eine Verringerung der Schallschnelle.
- Stutzen und geweiteter Rohrabschnitt können an zwei unterschiedlichen Positionen in das System integriert werden. Entweder bei  $\frac{1}{4}\lambda$  oder  $\frac{3}{4}\lambda$  hinter der Regeneratormitte. Die  $\frac{3}{4}\lambda$  Position ist vorteilhafter, da sie ein günstigeres akustisches Feld über eine größere Länge der Rohrschleife bewirkt. In der Folge ermöglicht sie eine höhere Leistungsfähigkeit.

- Die akustische Trägheit eines eingengten Rohrabschnitts im Abstand von etwa  $\frac{1}{2} \lambda$  hinter der Regeneratormitte bringt eine harte Randbedingung in das System ein. Diese ermöglicht ebenfalls einen Ausgleich der durch den Kernabschnitt induzierten Impedanzstörung.
- Durch die Einengung steigt die Schallschnelle entlang des Rohrabschnitts jedoch stark an und verursacht zusätzliche viskose Verluste. Die Leistungsfähigkeit eines solchen Systems bleibt daher deutlich hinter den anderen Methoden zurück.
- Eine Verlängerung der wirksamen Rohrabschnitte steigert die Leistungsfähigkeit sowohl bei verengtem als auch geweitetem Rohrabschnitt. Besonders positiv ist der Effekt jedoch beim träge wirkenden Element mit verengtem Querschnitt.

Ist bei der Auslegung eines einstufigen thermoakustischen Systems lediglich die Leistungsfähigkeit von Bedeutung, so muss ein geweiteter Rohrabschnitt bei der  $\frac{3}{4} \lambda$  Position als Methode der Impedanzanpassung gewählt werden. Wenn hingegen auch weitere Faktoren eine Rolle spielen, bieten die alternativen Methoden durchaus einige Vorteile.

Ein Beispiel soll die Änderung der akustischen Bedingung während des Betriebes sein. Bei einem leistungsgetriebenen Betrieb ist eine geringere normalisierte Impedanz und Phasenverschiebung optimal, als beim effizienzgetriebenen Betrieb (vgl. Abschnitt 3.3.5). Ohne die Position von Stützen oder geweitetem Rohrabschnitt zu verändern, lassen sich beide Betriebspunkte über Volumenänderung des jeweiligen Elements erreichen (vgl. Abbildungen 4.2 und 4.5). Das gleiche Prinzip kann auch angewendet werden, um auf variable Wärmemengen zu reagieren. Mit Verwendung eines Stützens lässt sich die Volumenänderung vermutlich einfacher bewerkstelligen als mit einem geweiteten Abschnitt. Bei ersterem könnte ein axial verstellbarer Kolben Verwendung finden. Bei letzterem sind aufgrund der geschlossenen Bauform komplexere Lösungen notwendig, wie beispielsweise befüll- oder aufblasbare Einlagen.

Ist für eine Anwendung eine möglichst kompakte Bauform von Bedeutung, so besitzt das träge Element mit verengtem Querschnitt aufgrund seines geringeren Durchmessers und dem deutlich kleineren Gasvolumen Vorteile im Hinblick auf die strukturellen Anforderungen und die Baugröße des gesamten Systems. Mittels der Verwendung eines verstellbaren Kugelventils können gleichzeitig auch die akustischen Bedingungen im Regenerator variiert werden. Höhere akustische Verluste müssten hierbei in Kauf genommen werden.

## 5 Mehrstufige Systeme

Unter Berücksichtigung eines angepassten, akustischen Layouts ist die Unterbringung mehrerer Kernabschnitte mit Regenerator innerhalb desselben  $\lambda$ -Resonators möglich. Bezüglich der theoretischen Leistungsfähigkeit ist ein mehrstufiges System gegenüber einem einstufigen System deutlich überlegen. Bei gleichen Bedingungen in allen Stufen nimmt die auskoppelbare Leistung mit dem Faktor der Stufenanzahl zu. Gleichzeitig ist zu erwarten, dass die stufenspezifische Leistung mit größerer Stufenanzahl steigt. Jede Stufe muss nur für die innerhalb ihres Rohrschleifenabschnitts auftretenden thermoviskosen Verluste aufkommen. Die minimale Temperaturdifferenz zum Start der akustischen Schwingung könnte sinken, eine effizientere Nutzung niedertemperierter Abwärme wäre möglich.

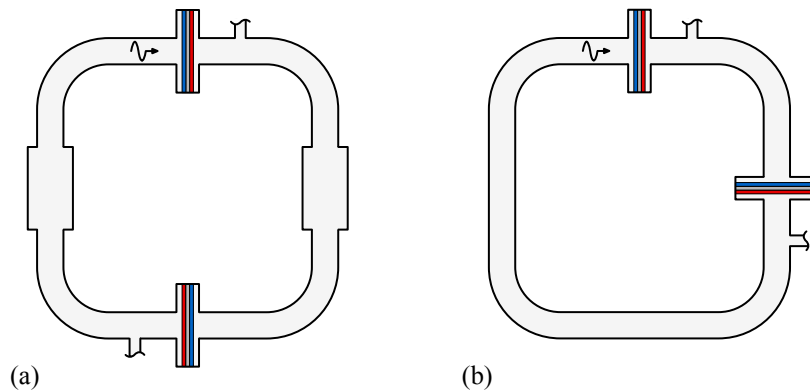
Im folgenden Kapitel sollen diese Thesen qualitativ und quantitativ überprüft werden. Darauf basierend lassen sich Vor- und Nachteile mehrstufiger Anlagen benennen, mögliche Limitationen herausstellen und Richtlinien für den konstruktiven Entwurf ableiten. Sofern nicht anders vermerkt, stimmen die Simulationsbedingungen mit denen aus Abschnitt 4 überein. Eine Übersicht aller sich in Folge von Abhängigkeiten verändernden Simulationsparameter ist im Anhang C zu finden.

### 5.1 Zweistufige Systeme

Thermoakustische Motoren mit zwei Stufen können entweder als akustisch selbstangepasste Systeme umgesetzt werden oder als symmetrische, nicht selbstangepasste Systeme. Letztere ähneln stark den einstufigen Motoren und benötigt zur effizienten Funktionsweise eine zusätzliche Impedanzanpassung.

In der Abb. 5.1(a) ist ein solches System dargestellt. Es ist symmetrisch aufgebaut mit zwei im Abstand einer halben Wellenlänge voneinander entfernt liegenden Stufen. Etwa auf halber Wegstrecke zwischen den Stufen, das heißt  $\frac{1}{4}\lambda$  vor und hinter einem Regenerator, befinden sich kompressibel wirkende Rohrabschnitte zur Impedanzanpassung. Beim in Abb. 5.1(b) gezeigten selbstangepassten System wird prinzipiell kein zusätzliches akustisches Element benötigt. Die Impedanzanpassung der beiden Stufen erfolgt bei einem Abstand von  $\frac{1}{4}\lambda$  zueinander gewissermaßen automatisch. Die von jeder einzelnen Stufe verursachten akustischen Reflektionen und Störungen heben sich gegenseitig auf.

In der Literatur sind insbesondere Abwandlungen der Bauart nach Abb. 5.1(a) verbreitet. Keolian [95] setzte einen derartigen Motor zur Abgaswärmenutzung im Automobilbereich um. Zwei identische piezoelektrische Generatoren wurden als jeder Stufe nachgeschaltete Last genutzt. Separate Rohrabschnitte zur Impedanzanpassung sind nicht erkennbar. Abdoulla et al. [125] verwendeten DeltaEC zur numerischen Auslegung eines zweistufigen nicht selbstangepassten Systems mit einem Lautsprecher als akustisch-elektrischen Wandler. Die erforderliche Impedanzanpassung erfolgte mittels eines in der Länge variablen Stutzens. Chen et al. [126] entwarfen ein ähnliches System. Dieses beinhaltet zwei Stutzen zur Impedanzanpassung, welche je einer Stufe nachgestellt waren. Durch die Verwendung von nur einer akustischen Last war das System nicht komplett symmetrisch. Später variierten sie den Entwurf [124], indem anstelle von zwei Stutzen ein einziges Kugelventil verwendet wurde.



**Abbildung 5.1:** Varianten eines zweistufigen Systems mit akustischer Last nach jeder Stufe (a) als symmetrisches, nicht selbstangepasstes System mit zwei im Abstand von  $\frac{1}{2} \lambda$  gegenüberliegenden Stufen und dazwischenliegenden kompressiblen Rohrabschnitten zur Impedanzanpassung und (b) als selbstangepasstes System mit zwei Stufen im Abstand von  $\frac{1}{4} \lambda$

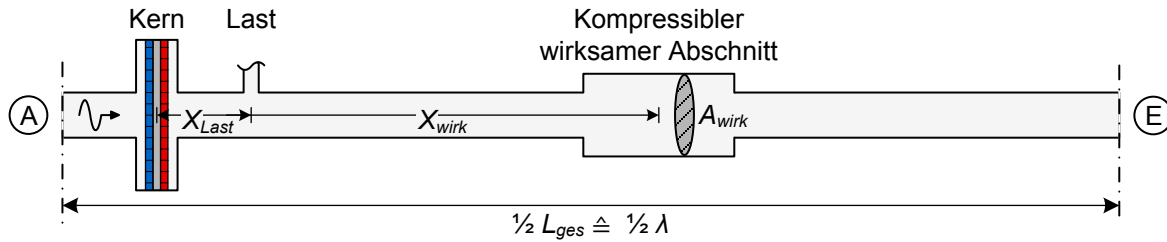
Kang et al. [16] nutzten ebenfalls ein Kugelventil zur Feineinstellung der Phasenverschiebung. Darüber hinaus wurden zwei Lautsprecher zur akustisch-elektrischen Wandlung verwendet. Einer wurde am Ende eines Stutzens integriert, der andere seriell innerhalb der Rohrschleife. Hamood et al. [12] entwarfen einen zweistufigen Motor mit Lineargenerator als akustisch-elektrischen Wandler. Dieser verband beide Systemhälften an Punkten gleicher Druckamplitude aber gegensätzlicher Phase (*push-pull*). Eine Lastentnahme an zwei verschiedenen Orten mit nur einer Last wurde möglich.

### 5.1.1 Symmetrisches zweistufiges System mit gesonderter Impedanzanpassung

Die in der Literaturübersicht vorgestellten Systeme hatten keinen exakt symmetrischen Aufbau. Nur bei Keolian [95] kann ein solcher vermutet werden, wobei sich aufgrund fehlender Daten keine genaue Aussage treffen lässt. In den Aufbauten beinhaltete jede Systemhälfte, neben identischen Kernabschnitten, nicht auch stets die gleiche Impedanzanpassung und/oder akustische Last. Bezüglich des akustischen Feldes sind hiermit Nachteile verbunden. Zum einen weichen die Bedingung innerhalb der Rohrschleifenrückführung teils deutlich von der optimalen Wanderwelle ab, zum anderen ist es aufgrund des asymmetrischen Aufbaus nicht möglich, exakt die gleiche normalisierte Impedanz und Phasenverschiebung innerhalb der beiden Regeneratoren zu erzielen. Dies wirkt sich negativ auf die minimale Temperaturdifferenz zum Start der akustischen Schwingung aus und mindert die Effizienz des Systems. Die Nutzbarkeit niedertemperierter Abwärme wird eingeschränkt. Anschließend soll ein potenziell überlegenes Modell vorgestellt werden, was auf identischen Systemhälften basiert und demnach der Abb. 5.1(a) entspricht.

Aufgrund der Symmetrie ist die Simulation von nur einer Systemhälfte erforderlich (siehe Abb. 5.2). Die zweite Hälfte weist dieselben akustischen Eigenschaften auf, mit dem praktisch unbedeutenden Unterschied, dass die Phasen der Druck- und Volumenstromschwingung um  $180^\circ$  verschoben sind. Bei gegebener Frequenz von 150 Hz lässt sich das DeltaEC-Modell für eine Hälfte des  $\lambda$ -Resonators durch Aufstellen folgender Bedingungen in Form von Schätz- und Zielwerten aufbauen. Die Anfangs- und Endwerte für Druckamplitude, Volumenstromamplitude und Phasenverschiebung zwischen Druck- und Volumenstrom sind identisch. Die Phase der Druckschwingung besitzt einen Versatz von  $-180^\circ$ . Sie wird durch Änderung der Systemlänge  $L_{ges}$  angepasst.





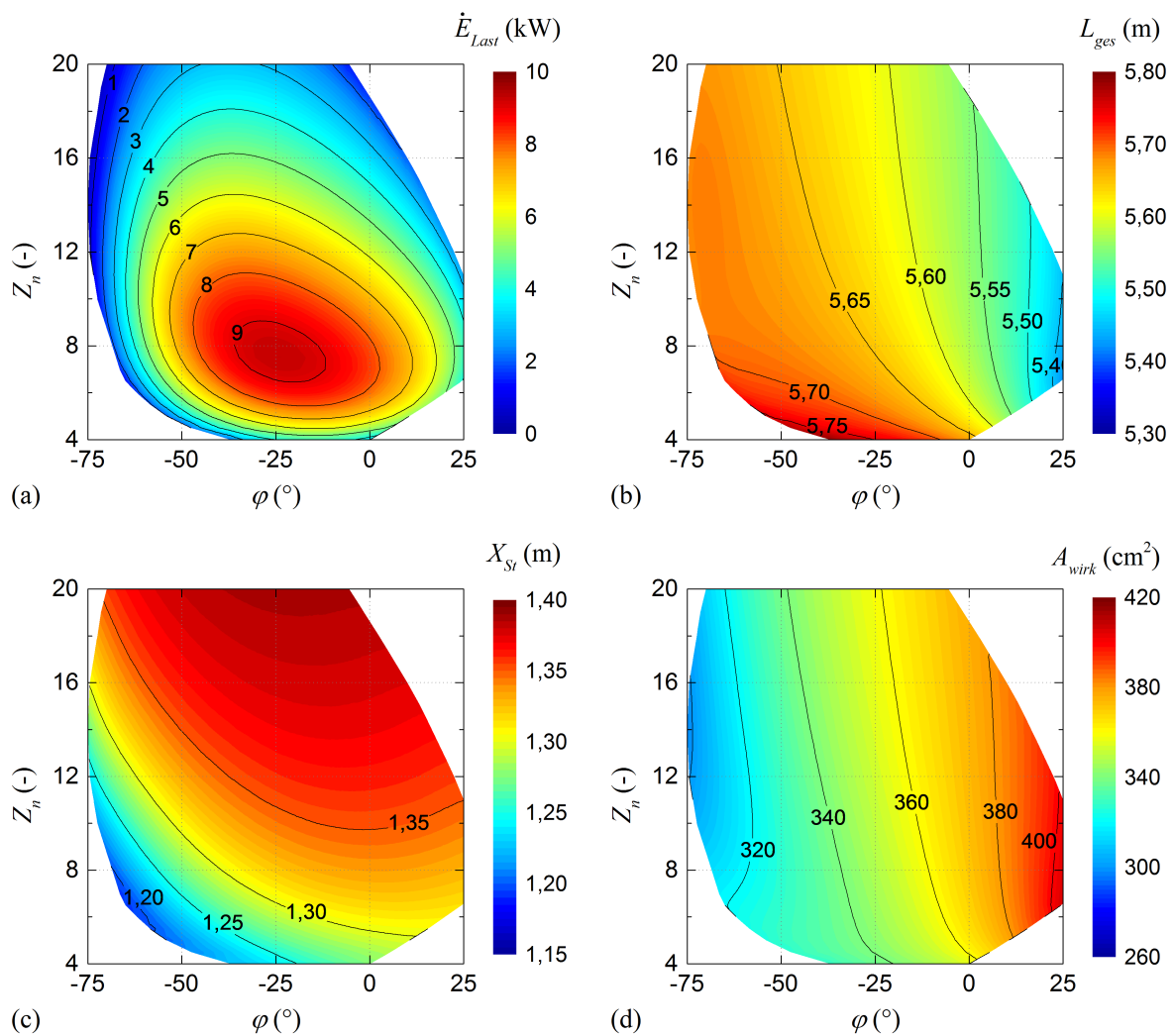
**Abbildung 5.2:** Geometrisches Modell für eine Stufe des symmetrischen zweistufigen Systems mit einem Stufenabstand von  $\frac{1}{2} \lambda$  und identischen Anfangs- und Endwerten, A bzw. E

Die anderen Parameter entsprechen denen aus Tabelle 3.1, mit Ausnahme der Abweichungen von Abschnitt 4, d.h. mit konstanter Resonanzfrequenz (150Hz), verlängerten Wärmeübertragern (20mm) und dem Austausch des Stutzens durch einen 0,40m langen, kompressibel wirkenden Rohrabschnitt.

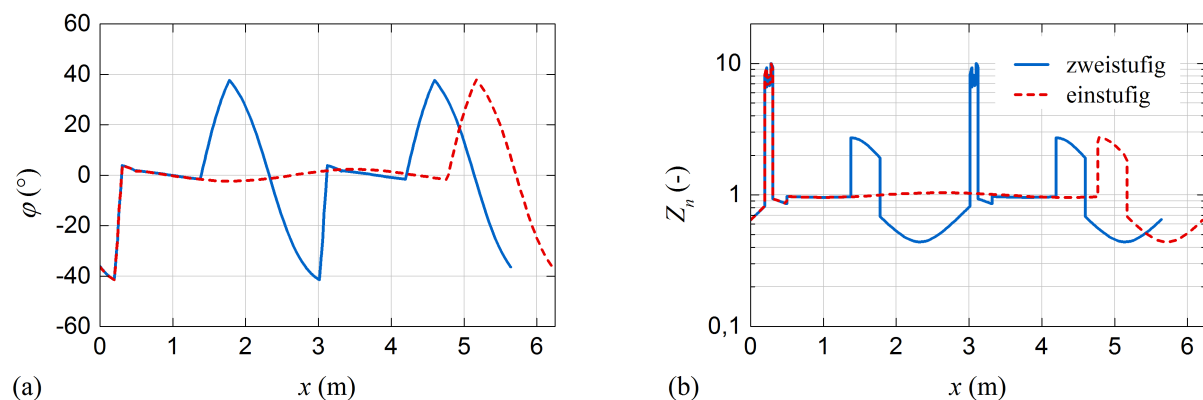
Dieser Aufbau besitzt eine große Ähnlichkeit mit dem einstufigen Motor und kompressibel wirkenden Rohrabschnitt aus Abb. 4.1(b). Beim zweistufigen Modell ist es aufgrund der Symmetrie beider Stufen nebensächlich, ob der geweitete Rohrabschnitt etwa  $\frac{1}{4} \lambda$  hinter oder vor dem Regenerator platziert ist. Da für das Gesamtsystem keine konkrete Zugehörigkeit eines geweiteten Abschnitts zu einem Kernabschnitt besteht, sind beide Varianten identisch.

Die Funktionsweise des kompressiblen Rohrabschnitts zur Anpassung von normalisierter Impedanz und Phasenverschiebung im Regenerator gleicht im symmetrischen, zweistufigen System exakt der im einstufigen Aufbau. Abbildung 5.3 veranschaulicht die qualitative Übereinstimmung anhand der  $Z_n$ - $\varphi$  Diagramme. Die von der Last entzogene Leistung in Abb. 5.3(a) ist deutlich höher. Der Punkt maximaler Leistung wird mit 9301W bei  $Z_n = 7,5$  und  $\varphi = -24^\circ$  erreicht und liegt etwa 25% oberhalb des vom einstufigen Vergleichssystem (vgl. Abb. 4.5). Dies ist wohlgermerkt die Leistung je Last, d.h. die Gesamtleistung des zweistufigen Systems ist um 150% höher. Aufgrund des größeren Leistungsniveaus ist ein zweistufiger Motor in der Lage mit ungünstigeren Bedingungen zu arbeiten. Das Betriebsfeld im  $Z_n$ - $\varphi$  Diagramm ist erweitert. Die in Abb. 5.3(b) gezeigte Gesamtlänge des Systems ist im Mittel 0,6m kürzer als beim einstufigen Motor. Der Variationsbereich zur Wahrung einer konstanten Frequenz ist erwartungsgemäß in etwa doppelt so groß. Bei den Anpassungen von Position und Querschnittsfläche des wirksamen Rohrabschnitts werden vergleichbare Werte erreicht, welches aus den Abbildungen 5.3(c) und (d) ersichtlich ist.

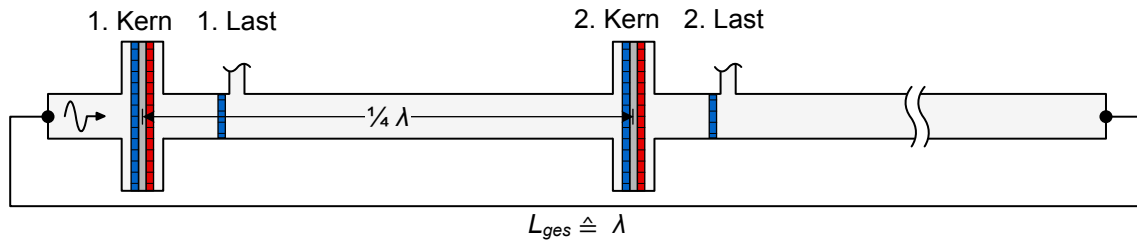
Die Abb. 5.4 zeigt das akustische Feld des zweistufigen symmetrischen Systems im Vergleich zum einstufigen System. Abweichend zu vorherigen Darstellungen befindet sich die Regeneratormitte bei  $x = 0,25\text{m}$ . Eine große Übereinstimmung wird sowohl bei Betrachtung der Phasenverschiebung in Abb. 5.4(a) als auch der normalisierten Impedanz in Abb. 5.4(b) deutlich. Wird der Bereich zwischen Kernabschnitt und geweitetem Element im einstufigen System gedanklich um etwa eine halbe Wellenlänge gekürzt, stimmt er mit dem Verlauf einer Stufe des zweistufigen Systems überein. Ein zweistufiges, symmetrisches System bietet damit die gleichen Möglichkeiten der akustischen Anpassung wie ein einstufiges System. Die stufenspezifischen, thermoviskosen Rückführungsverluste sind jedoch deutlich geringer. Dies steigert nicht nur die Leistungsfähigkeit je Stufe, sondern auch die Leistungsdichte des Systems. Anwendungsbezogen könnte ein zweistufiges System bei gleicher Leistung signifikant weniger Bauraum in Anspruch nehmen als ein einstufiges. Anstelle der Implementierung von zwei geweiteten Rohrabschnitten ist analog auch die Verwendung von zwei Stützen möglich.



**Abbildung 5.3:** Einfluss der normierten Impedanz  $Z_n$  und der Phasenverschiebung  $\varphi$  in der Regeneratormitte für das symmetrische zweistufige System mit kompressibel wirkenden Rohrabschnitt auf (a) die je Stufe von der Last entzogene akustische Leistung  $\dot{E}_{Last}$ , (b) die Gesamtlänge des Systems  $L_{ges}$ , (c) die mittlere Position des kompressiblen Abschnitts  $X_{wirk}$  und (d) die Querschnittsfläche des kompressiblen Abschnitts  $A_{wirk}$



**Abbildung 5.4:** Vergleich des akustischen Feldes vom symmetrischen zweistufigen System mit dem des einstufigen Systems (beide mit 0,40m langen kompressiblen Rohrabschnitt und bei  $Z_n = 8$  und  $\varphi = -20^\circ$  in der Regeneratormitte) entsprechend (a) der Phasenverschiebung  $\varphi$  und (b) der normierten Impedanz  $Z_n$



**Abbildung 5.5:** Geometrisches Modell für die Simulation des selbstangepassten zweistufigen Systems bei einem Stufenabstand von  $\frac{1}{4} \lambda$

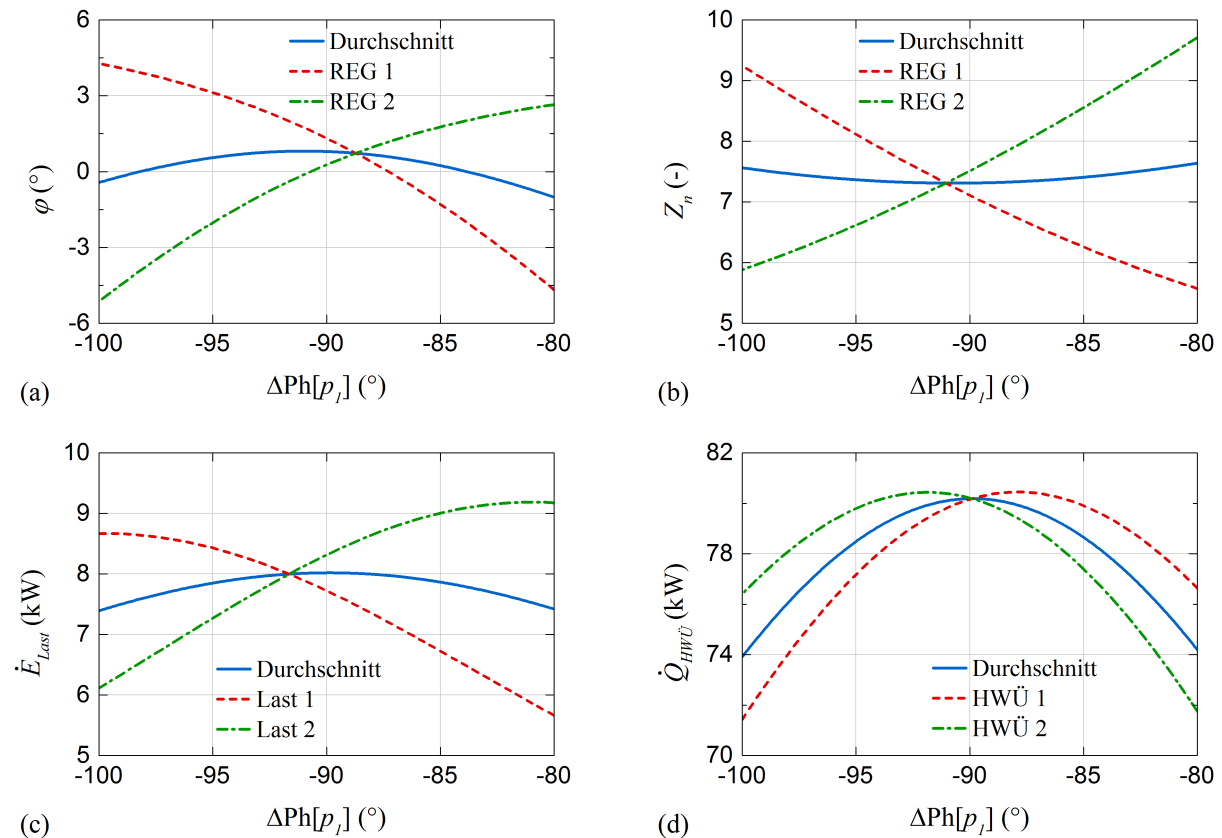
### 5.1.2 Zweistufiges System mit natürlicher Selbstanpassung

Eine weitere Variante zum Entwurf eines zweistufigen Systems basiert auf der akustischen Selbstanpassung beider Kernabschnitte. Ein gesondertes Element zur Impedanzenanpassung entfällt. Voraussetzung ist, dass beide Kerne etwa einen Abstand von  $\frac{1}{4} \lambda$  zueinander haben, d.h. die Druck- und Volumenstromschwingung zwischen beiden Kernen um  $90^\circ$  versetzt erfolgt.

Das System ist asymmetrisch. Eine Simulation des gesamten Motors wird notwendig. Das mit DeltaEC erstellte Modell ist, wie in Abb. 5.5 dargestellt, aufgebaut. Simulationsbedingt ist die Einführung eines jeden Kernabschnitt nachgestellten, sekundären Wärmeübertragers nötig. Er regelt die Rohrschleifentemperatur durch Entzug der Dissipationswärme auf 300K. Bei den zuvor betrachteten Modellen war das durch Verwendung eines *Anchor* Elements nicht nötig. Die geometrischen Parameter entsprechen denen der anderen Wärmeübertrager, jedoch mit einer der Rohrschleife angepassten Querschnittsfläche. Die akustischen und thermischen Bedingungen unterscheiden sich in beiden Kernen voneinander. Dies ist auf die unterschiedliche Länge/Impedanz des dem jeweiligen Kern folgenden Rohrschleifenabschnitts zurückzuführen. Alle anderen Parameter bleiben unverändert. Das Modell ist deutlich komplexer und erfordert zusätzliche Schätz- und Zielwertpaare:

- die Resonanzfrequenz wird durch Längenanpassung des den zweiten Kern folgenden Rohrschleifenabschnitts auf 150Hz geregelt,
- der Phasenwinkelversatz von  $90^\circ$  wird durch Längenänderung des dem ersten Kern folgenden Rohrschleifenabschnitts eingestellt,
- die Wandtemperaturen in den kalt- und heißseitigen Wärmeübertragern beider Stufen ( $15^\circ\text{C}$  bzw.  $150^\circ\text{C}$ ) werden unabhängig voneinander durch angepasste Wärmemengen geregelt,
- die von jedem sekundären Wärmeübertrager entnommene Wärme entspricht der Wärmedifferenz zwischen den Wärmeübertragern des vorhergehenden Kerns abzüglich der von der nachfolgenden Last entzogenen Leistung,
- der Realteil der Impedanz beider Lasten ist identisch und wurde so geregelt, dass der Gesamtwirkungsgrad des Systems 10% beträgt.

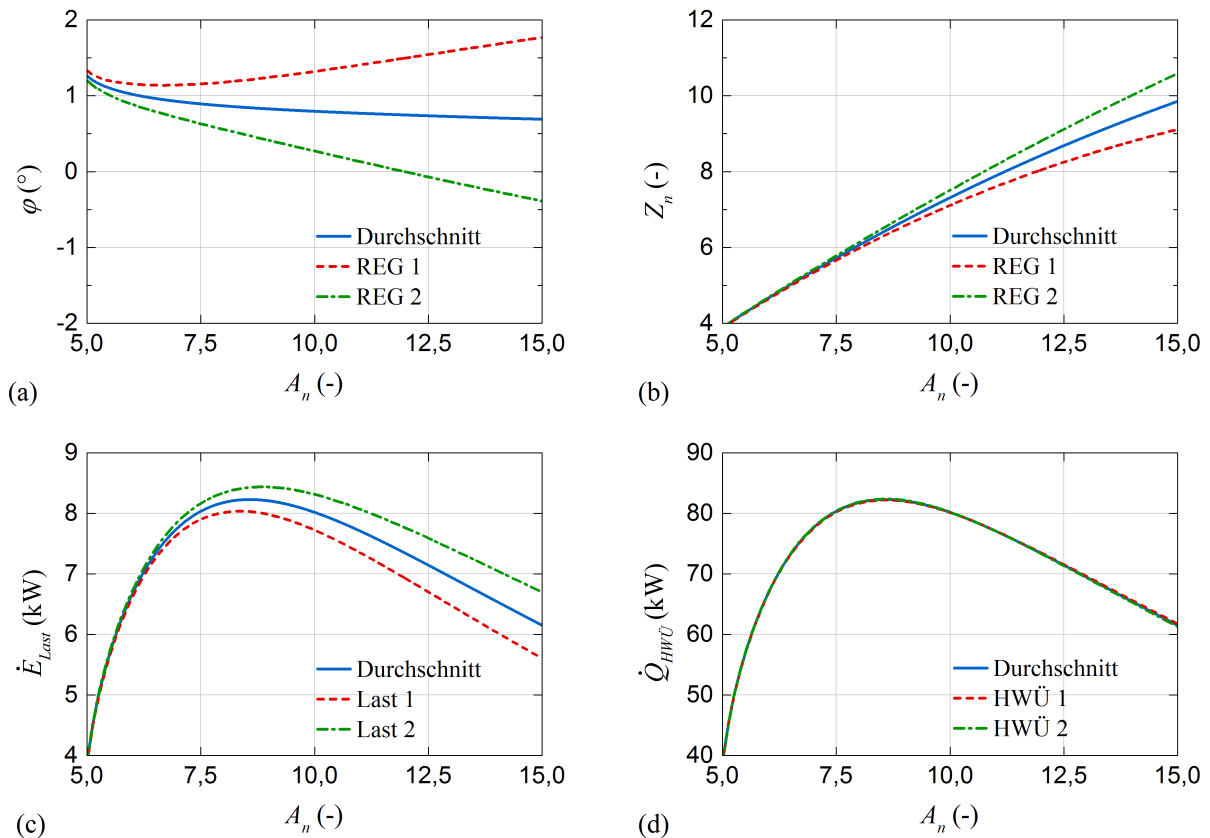
Die Selbstanpassung bewirkt, dass in beiden Kernen sehr ähnliche, aber nicht identische akustische und thermische Bedingungen herrschen. Die Phasenverschiebung beträgt so in der Mitte des ersten Regenerators  $\varphi = 1,3^\circ$  und im zweiten  $\varphi = 0,3^\circ$ . Die normalisierte Impedanz beträgt  $Z_n = 7,1$  im ersten und  $Z_n = 7,5$  im zweiten Regenerator. Wegen der unterschiedlichen akustischen Bedingungen werden von der ersten Last 7724W entzogen und von der zweiten 8313W, damit durchschnittlich 8019W je Last. Mit der fixierten Geometrie ist eine Änderung der akustischen Bedingungen nicht möglich.



**Abbildung 5.6:** Einfluss des Phasenversatzes  $\Delta\text{Ph}[p_1]$  zwischen der Mitte beider Regeneratoren auf (a) die Phasenverschiebung  $\varphi$  in der Regeneratormitte (REG), (b) die normalisierte Impedanz  $Z_n$  in der Regeneratormitte, (c) die von den Lasten entzogene akustische Leistung  $\dot{E}_{\text{Last}}$ , (d) die in heißseitigen Wärmeübertragern (HWÜ) zugeführte Wärmeleistung  $\dot{Q}_{\text{HWÜ}}$

Bei Verwendung eines kompressibel wirkenden Rohrabschnitts lassen sich die akustischen Bedingungen durch eine Abstandsänderung manipulieren. Analog wäre dies auch im zweistufigen System durch eine Änderung des Stufenabstands denkbar, welche den Phasenversatz zwischen beiden Regeneratoren beeinflusst. Wie Abb. 5.6 zeigt, ist dem aber nicht so. Eine Änderung des Phasenversatzes  $\Delta\text{Ph}[p_1]$  führt in beiden Kernen zu gegenläufigen Änderungen der Phasenverschiebung in Abb. 5.6(a) und der normalisierten Impedanz in Abb. 5.6(b). Ein ähnliches Verhalten kann in den Abbildungen 5.6(c) und (d) für die von den Lasten entnommene Leistung und die zugeführte Wärmeleistung beobachtet werden. Der Phasenversatz ist dabei linear mit dem Abstand beider Kerne verbunden, so dass ein Versatz von  $-80^\circ$  einem Abstand von 1,21m entspricht und  $-100^\circ$  einem Abstand von 1,38m. Eine optimale Selbstanpassung mit sehr ähnlichen akustischen und thermischen Bedingungen in beiden Stufen erfolgt demnach exakt bei einem Phasenversatz von  $-90^\circ$ .

Um dennoch die akustischen Bedingungen gleichermaßen zu manipulieren, lässt sich die Selbstanpassung über geometrische Variationen des Gesamtsystems beeinflussen. Als Parameter stehen in erster Linie das Flächenverhältnis oder die Länge der Hohlräume im Kernabschnitt zur Verfügung. Beide Größen besitzen eine ähnliche Wirkung. Abbildung 5.7 zeigt den Einfluss des Flächenverhältnisses im Bereich von  $A_n = 5 \dots 15$ . Die Phasenverschiebung in Abb. 5.7(a) wird aufgrund der Selbstanpassung kaum beeinflusst und ist stets nahe  $0^\circ$ . Die Kernabschnitte besitzen eine akustisch kompressible Wirkung. Die Volumenstromamplitude erfährt ein lokales Minimum, die Druckamplitude ein Maximum, begleitet von einem Nulldurchgang der Phasenverschiebung.

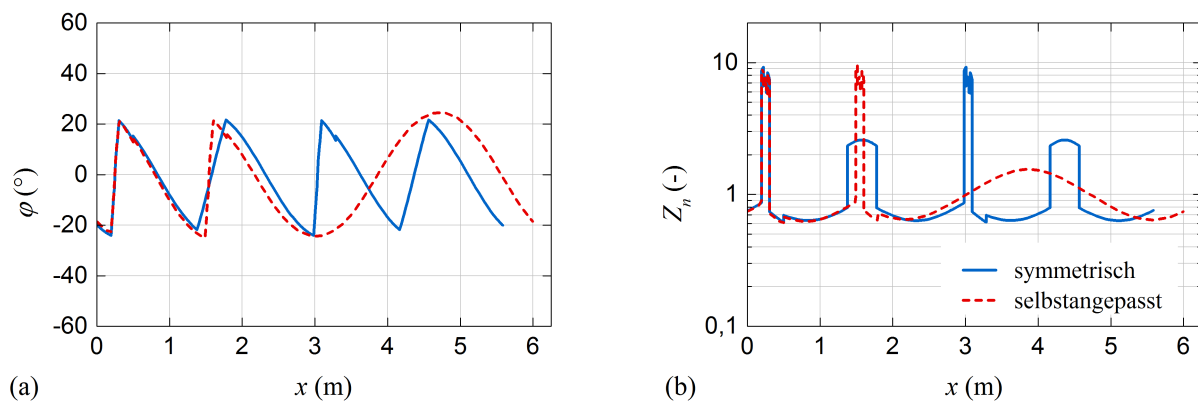


**Abbildung 5.7:** Einfluss des Flächenverhältnisses  $A_n$  auf (a) die Phasenverschiebung  $\varphi$  in der Regeneratormitte, (b) die normalisierte Impedanz  $Z_n$  in der Regeneratormitte, (c) die von den Lasten entzogene akustische Leistung  $\dot{E}_{Last}$ , (d) die im heißseitigen Wärmeübertrager zugeführte Wärmeleistung  $\dot{Q}_{HWU}$

Das Flächenverhältnis beeinflusst die Ausprägung der Extrema. Mit größerem Flächenverhältnis steigt die normalisierte Impedanz in beiden Regeneratoren gleichsam an, dargestellt in Abb. 5.7(b). Abbildung 5.7(c) zeigt, dass die von beiden Lasten durchschnittlich entnommene Leistung ihr Maximum bei einem Flächenverhältnis von etwa 8,5 erreicht, korrelierend mit einer günstigen, normalisierten Impedanz von etwa 6,5. Aus Anwendersicht ist Abb. 5.7(d) bemerkenswert. Unabhängig vom Flächenverhältnis ist der zugeführte Wärmestrom in beiden Kernen fast identisch. Die thermalen Bedingungen ähneln sich stark.

In einem selbstangepassten System werden die akustischen Bedingungen in den Regeneratoren maßgeblich durch das gewählte Flächenverhältnis vorbestimmt. Eine Hohlraumvergrößerung wirkt dabei ähnlich wie eine Verringerung des Flächenverhältnisses. Die konstruktiven Freiheiten sind einschränkt.

Im Vergleich zum symmetrischen, zweistufigen System liegt die erzielbare Leistungsfähigkeit im selbstangepassten System deutlich niedriger. Als Ursache hierfür wird die mittels der Selbstanpassung erzwungene Phasenverschiebung von  $0^\circ$  vermutet. Zur Stützung dieser Vermutung sind die akustischen Felder beider Systeme in Abb. 5.8 gegenübergestellt. Das symmetrische System wurde mittels des kompressiblen Rohrabschnitts so angepasst, dass im Regenerator mit  $Z_n = 7,3$  und  $\varphi = 0,8^\circ$  die gleichen Bedingungen herrschen wie im selbstangepassten System in seiner Basiskonfiguration. Die akustischen Felder beider Systeme sind sich sowohl bezüglich der Phasenverschiebung in Abb. 5.8(a) als auch der normalisierten Impedanz in Abb. 5.8(b) recht ähnlich.



**Abbildung 5.8:** Vergleich des akustischen Feldes für das symmetrische (mit kompressibel wirkenden Rohrabschnitt) und das selbstangepasste zweistufige System bei ähnlichen akustischen Bedingungen im Regenerator ( $Z_n = 7,3$  und  $\varphi = 0,8^\circ$ ) entsprechend (a) der Phasenverschiebung  $\varphi$  und (b) der normalisierten Impedanz  $Z_n$

Da in diesem Fall auch das symmetrische System mit einer ungünstigeren Phasenverschiebung betrieben wird, sinkt die je Last entnommene akustische Leistung auf 8178 W (vgl. Abb. 5.3(a)) ab. Sie beträgt nun nur noch unwesentlich mehr als die durchschnittlich 8019 W im selbstangepassten System.

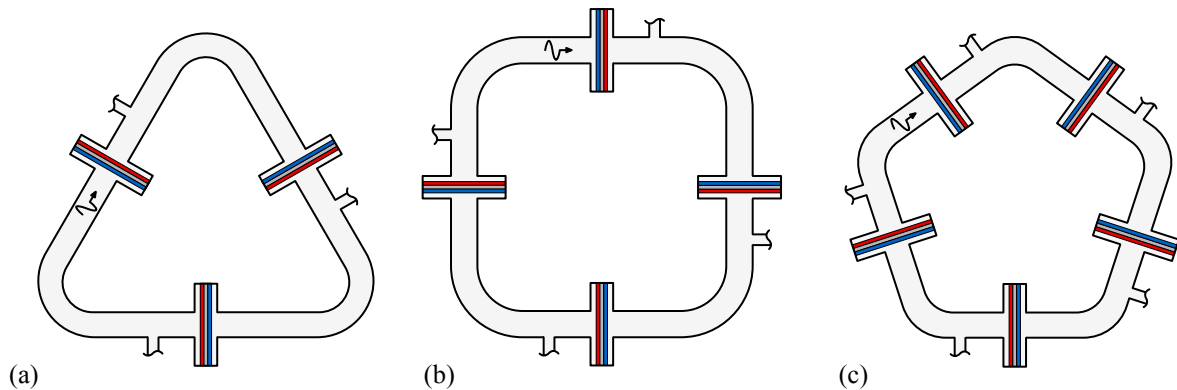
Zusammenfassend lässt sich für die betrachteten, zweistufigen Systeme konstatieren, dass die beliebige Einstellbarkeit der akustischen Bedingungen in den Regeneratoren des symmetrischen Systems große Vorteile einerseits hinsichtlich der maximalen Leistungsfähigkeit, andererseits aus konstruktiven Gesichtspunkten durch eine freiere Wahl von Flächenverhältnis und Hohlraumlänge bietet. Im Verlauf des folgenden Abschnitts wird der letztgenannte Punkt noch weiter ausgeführt.

## 5.2 Drei-, vier- und fünfstufige Systeme

Innerhalb einer Rohrschleife lassen sich auch mehr als zwei Stufen unterbringen. Bei gleichmäßiger Verteilung der Kernabschnitte entlang der Rohrschleife wird automatisch ein selbstangepasstes System gebildet. Dies ist möglich, da sich die von den einzelnen Stufen hervorgerufenen Störungen der Impedanz gegenseitig aufheben und zwar unabhängig von der gewählten Stufenanzahl. Voraussetzung ist, dass auch die jedem Kern nachgestellten akustischen Lasten identisch sind. Abbildung 5.9 zeigt derartige Systeme mit einem drei-, vier- und fünfstufigen Aufbau. Sie sollen nachfolgend analysiert werden. Die Anordnung muss nicht innerhalb eines regelmäßigen, der Stufenanzahl entsprechenden Vielecks erfolgen, sondern kann bei gleichmäßiger Verteilung einer kreisförmigen Struktur folgen.

In der Literatur lassen sich mit diesen Anforderungen vergleichbare drei- und vierstufige Aufbauten finden. Wu et al. [127] testeten ein System mit drei Kernabschnitten und drei seriell eingebauten Lineargeneratoren. Die Lineargeneratoren bestanden aus je zwei Kolben, von denen der erste als Expansionskolben akustische Leistung entnahm und der zweite als Kompressionskolben akustische Eingangsleistung für die nachfolgende Stufe bereitstellte. Genaugenommen besaß das System größere Ähnlichkeit zu mehrstufigen Stirlingmotoren als zu thermoakustischen Motoren. Die Eigenschaften der Lineargeneratoren bestimmten die Resonanz, eine Aufweitung des Kernabschnitts war nicht nötig.





**Abbildung 5.9:** Mehrstufige System mit gleichmäßig entlang der Rohrschleife verteilter Stufen (a) in dreistufiger Ausführung, (b) in vierstufiger Ausführung und (c) in fünfstufiger Ausführung

Dahingegen entwarfen Bi et al. [13] ein dreistufiges System, welches die akustische Funktion der Rohrschleife erforderte. Akustische Leistung wurde dem Aufbau mittels Lineargeneratoren in Bypass-Anordnung entzogen. Beide Systeme generierten elektrische Leistung im Kilowatt-Bereich mit einem maximalen Wirkungsgrad von 16,8 % bzw. 18,4%. Die Wärmezufuhr erfolgte bei einer verhältnismäßig hohen Temperatur von 650 °C.

De Blok [9] gelang es als Ersten einen vierstufigen Aufbau umzusetzen. Aufgrund der überzeugenden Ergebnisse bezüglich der Arbeitsfähigkeit mit geringer Temperaturdifferenz, begannen in der Folgezeit weitere Gruppen mit der Erforschung vierstufiger Systeme. Zhang und Chang [109] untersuchten akustisches Feld und Startcharakteristik eines Systems ohne akustische Lasten im Hinblick auf mögliche Einflussfaktoren. Dieser Aufbau wurde später durch Zhang et al. [108] für den Entwurf einer vierstufigen Kältemaschine genutzt. Drei Stufen arbeiteten als thermoakustischer Motor, eine als thermoakustische Kältemaschine. Eine ähnliche Untersuchung stellten auch Jin et al. [14] an. Wang und Qiu [104] analysierten einen vierstufigen Motor mit vier Lineargeneratoren in Hinblick auf die Position der Lastentnahme und die Position des Regenerators innerhalb des Kernabschnitts. Senga und Hasegawa [128] verfolgten die Idee eines kaskadierten, vierstufigen Aufbaus, bei dem die akustische Leistung zunächst von jedem Regenerator verstärkt wurde und eine Leistungsentnahme nur an einer Position erfolgte. Sie erreichten dies über eine graduelle Vergrößerung des Kern- und Rohrschleifenquerschnitts und waren in der Lage, ein akustisch selbstangepasstes System mit gewünschter normalisierter Impedanz in allen Regeneratoren zu entwerfen.

Anschließend sollen drei-, vier- und fünfstufige Systeme mit Selbstanpassung und gleichmäßiger Stufenverteilung systematisch analysiert werden. Im Fokus steht hierbei die Erzielung der gewünschten akustischen Bedingungen im Regenerator. Da jede Stufe identisch ist, werden für den Modellaufbau dieselben Prinzipien verwendet wie beim symmetrischen, zweistufigen System aus Abschnitt 5.1.1 und entsprechend dem geometrischen Modell in Abb. 5.2. Aufgrund der Selbstanpassung ist der erweiterte Rohrabschnitt überflüssig und wird entfernt. Der Phasenversatz der Druckschwingung zwischen Anfang und Ende einer Stufe ergibt sich aus  $360^\circ$  (gesamter  $\lambda$ -Resonator) geteilt durch die Anzahl der Stufen. Entsprechend beträgt der Phasenversatz bei einem dreistufigen System  $120^\circ$ , bei einem vierstufigen  $90^\circ$  und bei einem fünfstufigen  $72^\circ$ . Das DeltaEC-Modell für eine Stufe des dreistufigen Systems ist dem Anhang C.1 zu entnehmen.

### 5.2.1 Akustische Bedingungen bei natürlicher Selbstanpassung

Bei den drei-, vier- und fünfstufigen Systemen stellt sich die Phasenverschiebung in der Mitte aller Regeneratoren bei nahe  $0^\circ$  ein. Die Ursache ist die Kompressibilität des Kernabschnitts. Die normalisierte Impedanz ergibt sich in Abhängigkeit der Geometrie von Rohrschleife und Kernabschnitt. Sie kann mit den Parametern Flächenverhältnis und Hohlraumlänge in ganz ähnlicher Weise beeinflusst werden, wie dies zuvor anhand des selbstangepassten, zweistufigen Systems demonstriert wurde.

#### 5.2.1.1 Abhängigkeit von Flächenverhältnis und Hohlraumlänge

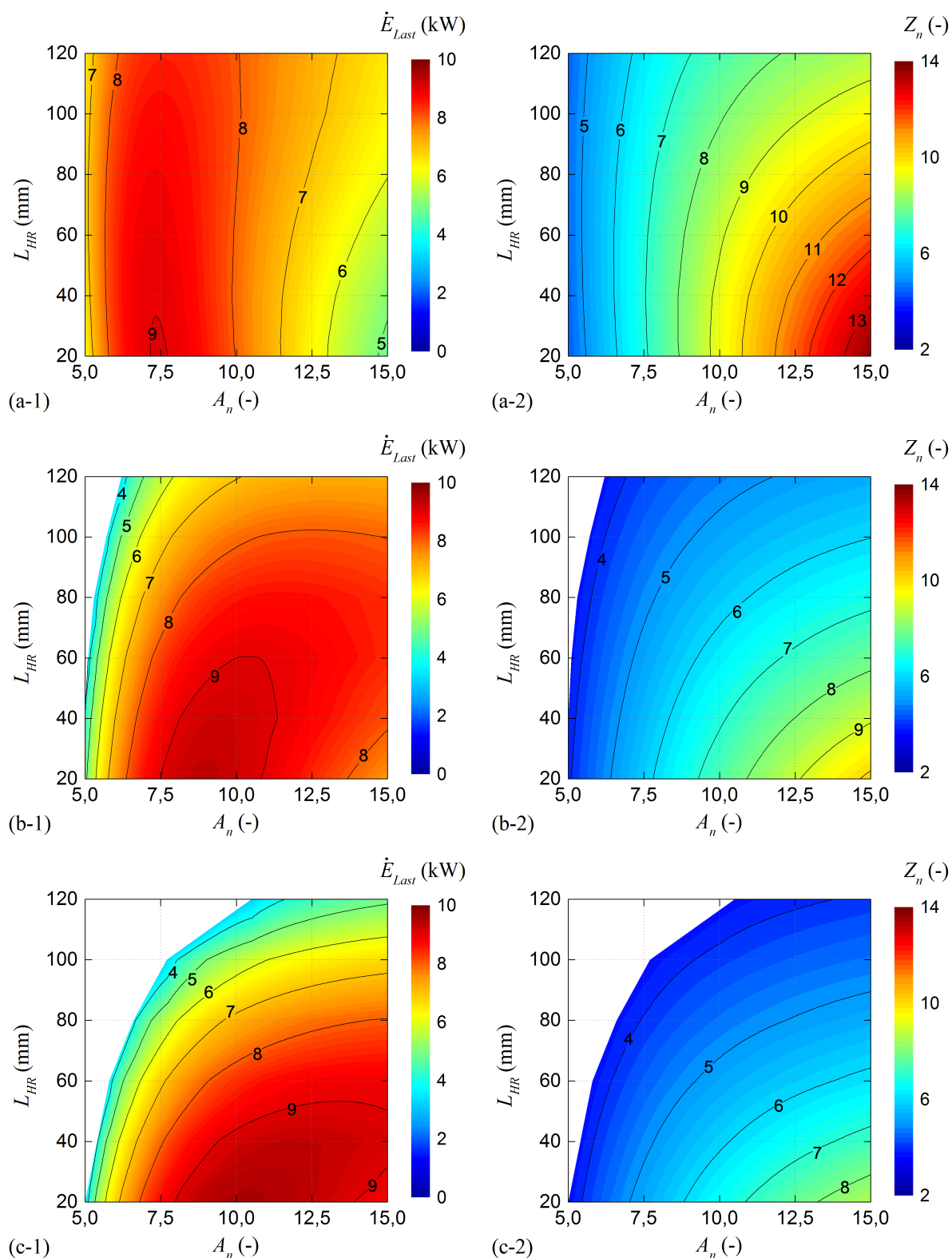
In der Ausgangskonfiguration mit einem Flächenverhältnis von  $A_n = 10$  und einer Hohlraumlänge von  $L_{HR} = 25\text{mm}$  stellen sich für die verschiedenstufigen Aufbauten bei ähnlicher Phasenverschiebung  $\varphi \approx 0^\circ$  ganz unterschiedliche Werte der normalisierten Impedanz in der Regeneratormitte ein. Beim dreistufigen System beträgt sie  $Z_n = 9,3$ , beim vierstufigen  $Z_n = 7,3$  und beim fünfstufigen  $Z_n = 6,4$ . Analog zum zweistufigen selbstangepassten System ist eine Veränderung der Werte über das Flächenverhältnis und/oder die Hohlraumlänge möglich. Die Abb. 5.10 zeigt das Resultat dieser Analyse für Flächenverhältnisse zwischen  $A_n = 5 \dots 15$ , sowie Hohlraumlängen zwischen  $L_{HR} = 20 \dots 120\text{mm}$ . Dargestellt sind die je Last entnommene Leistung (links, 1) und die normalisierte Impedanz (rechts, 2) jeweils für das (a) dreistufige, (b) vierstufige und (c) fünfstufige System.

Allgemein lässt sich schlussfolgern, dass Flächenverhältnis und Hohlraumlänge einen großen Einfluss auf die normalisierte Impedanz besitzen. Diese bestimmt wiederum in erheblichem Maß die Leistungsfähigkeit. Die maximale Leistungsfähigkeit jedes der drei Systeme wird bei unterschiedlicher Geometrie, aber sehr ähnlicher normalisierter Impedanz erreicht – bei Werten im Bereich von  $6,5 \dots 7$ . Die Verteilung der normalisierten Impedanz spiegelt sich in der Leistung wieder, allerdings etwas verfälscht durch geometrisch bedingte Verlusteffekte (z.B. viskose Verluste mit größerem Flächenverhältnis oder ungünstiges akustisches Feld bei langen Hohlräumen).

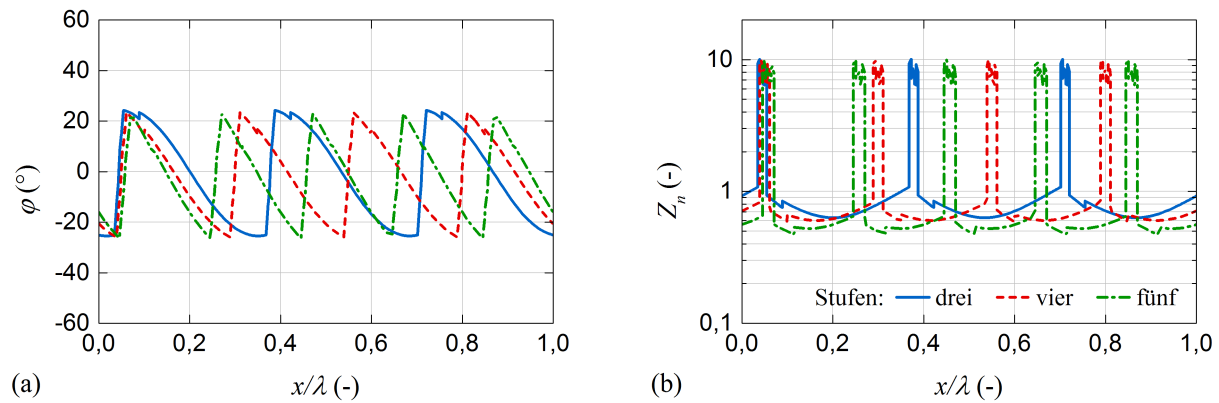
Darüber hinaus bestehen zwischen den verschiedenen Systemen einige bemerkenswerte Unterschiede. So nimmt die Bandbreite der normalisierten Impedanz mit höherer Stufenanzahl deutlich ab. Können im dreistufigen System noch Impedanzen zwischen  $4 \dots 14$  erreicht werden, liegen sie im fünfstufigen System nur noch zwischen  $4 \dots 9$ . Soll eine Anwendung zum Beispiel bei einer normalisierten Impedanz von 8 betrieben werden, so kann dies konstruktiv durch verschiedene Kombinationen von Hohlraumlänge und Flächenverhältnis erzielt werden. Tatsächlich werden die verwendbaren Kombinationen bei höherer Stufenanzahl stark limitiert. Während sich beim dreistufigen System noch Kombinationen für jedes Flächenverhältnis ab etwa 8,5 finden lassen, ist das beim vierstufigen System erst ab etwa 11 und beim fünfstufigen erst ab etwa 13,5 möglich. Bezüglich der geeigneten Hohlraumlängen ergibt sich ein sehr ähnliches Bild, was dazu führt, dass beim vier- und fünfstufigen System nur noch sehr kurze Hohlräume passende Kombinationen ermöglichen. Die konstruktive Freiheit ist bei selbstangepassten, mehrstufigen Systemen stark eingeschränkt.

Es bleibt zu erwähnen, dass die Gesamtlänge der Rohrschleife zur Wahrung einer konstanten Resonanzfrequenz (150Hz) in Abhängigkeit von Flächenverhältnis  $A_n$  und Hohlraumlänge  $L_{HR}$  relativ stark variiert und negativ mit beiden Parametern korreliert. Der größte Wert wird daher mit über 6m bei  $A_n = 5$  und  $L_{HR} = 20\text{mm}$  erreicht, wohingegen das andere Extrem mit etwa 3m bei  $A_n = 15$  und  $L_{HR} = 120\text{mm}$  liegt. Diese Werte sind für alle Systeme recht ähnlich.





**Abbildung 5.10:** Einfluss der Hohlraumlänge  $L_{HR}$  und des Flächenverhältnisses  $A_n$  auf die je Stufe von der Last entzogene akustische Leistung  $\dot{E}_{Last}$  (links, 1) und die normalisierte Impedanz  $Z_n$  (rechts, 2) im (a) dreistufigen System, (b) vierstufigen System, (c) fünfstufigen System



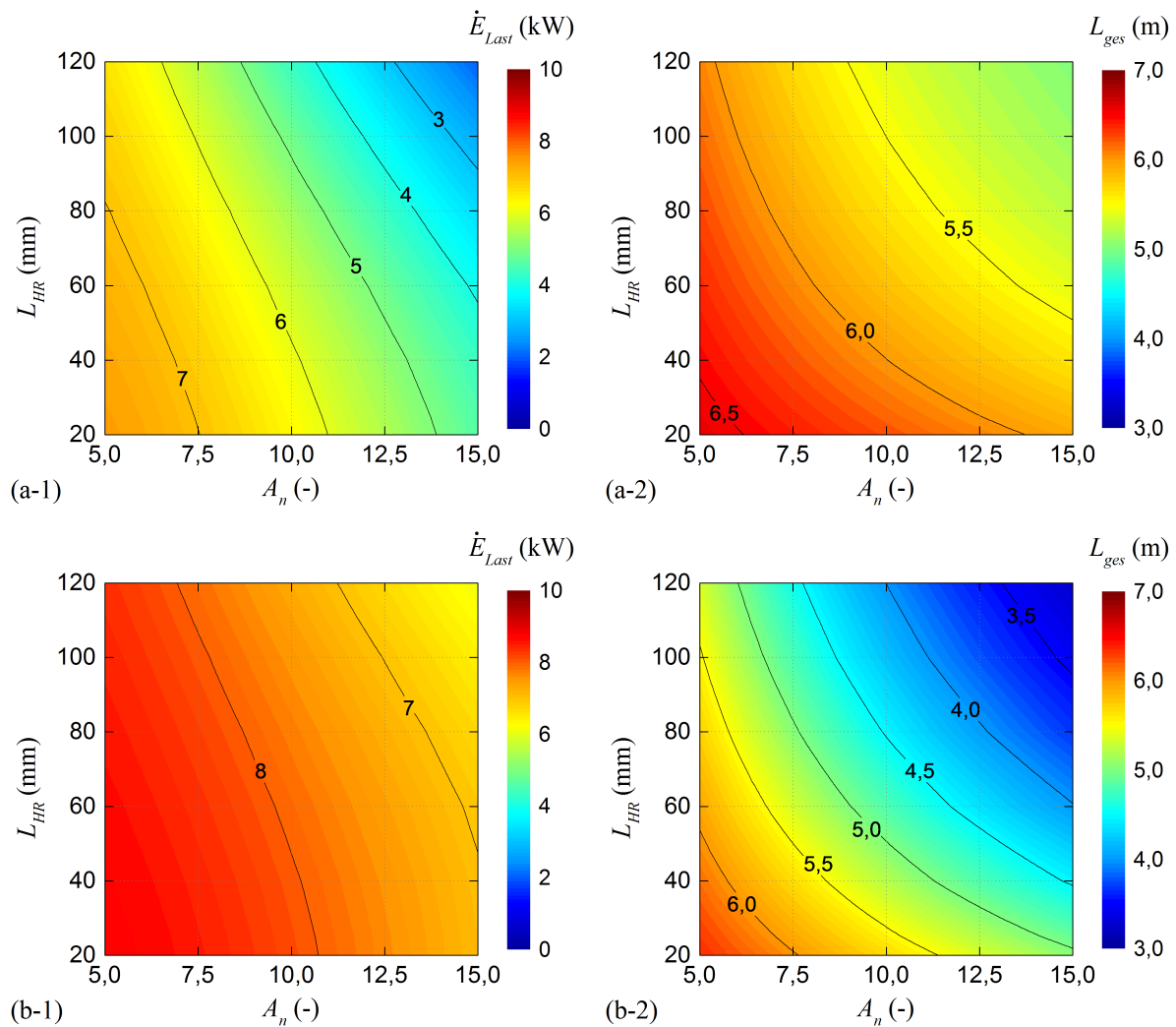
**Abbildung 5.11:** Vergleich der akustischen Felder (normalisiert auf die Wellenlänge  $\lambda$ ) für die drei-, vier- und fünfstufigen Systeme bei gleicher normalisierter Impedanz in der Regeneratormitte ( $Z_n = 8$ ) und angepasstem Flächenverhältnis (8,6; 11,2; 14,1) entsprechend (a) der Phasenverschiebung  $\phi$  und (b) der normalisierten Impedanz  $Z_n$

In Abb. 5.11 ist das akustische Feld aller drei Systeme bei identischer normalisierter Impedanz in der Regeneratormitte ( $Z_n = 8$ ) gegenübergestellt. Bei gleicher Hohlraumlänge ( $L_{HR} = 25$  mm) wurden Flächenverhältnis und Systemlänge entsprechend angepasst (dreistufig:  $A_n = 8,6$  und  $L_{ges} = 5,64$  m; vierstufig:  $A_n = 11,2$  und  $L_{ges} = 5,02$  m; dreistufig:  $A_n = 14,1$  und  $L_{ges} = 4,34$  m). Es wird ersichtlich, dass die Schwankungsbreite der Phasenverschiebung in Abb. 5.11(a) bei allen Systemen fast identisch ist und weniger als  $\pm 25^\circ$  beträgt. Auch die Verläufe der normalisierten Impedanz ähneln sich stark, wobei die Werte innerhalb der Rohrschleife bei höherer Stufenanzahl niedriger ausfallen und auf eine geringere Volumenstromschwankung hinweisen. In diesem Zustandspunkt entzieht jede Last im dreistufigen System 8702 W, im vierstufigen 8937 W und im fünfstufigen 9063 W. Im Vergleich erreicht das zweistufige, selbstangepasste System eine durchschnittliche normalisierte Impedanz von 8 bei  $A_n = 11,2$  und  $L_{ges} = 5,90$  m. Die durchschnittliche Stufenleistung beträgt 7640 W (vgl. Abb. 5.7).

Obwohl sich die Geometrien der einzelnen Systeme recht stark voneinander unterscheiden, ergibt sich dennoch ein den Erwartungen entsprechendes Bild. Mit höherer Stufenanzahl steigt die stufenspezifische Leistung an, wobei der Zuwachs jedes Mal etwas geringer ausfällt. Eine weitere Erhöhung der Stufenanzahl vergrößert die stufenspezifische Leistung kaum noch. Mit den beschriebenen, konstruktiven Restriktionen scheint eine Erweiterung der Stufenanzahl über fünf hinaus nicht zweckdienlich.

### 5.2.1.2 Vergleich zu ein- und zweistufigen Systemen

Der Nachteil geometrischer Restriktionen bei selbstangepassten Systemen wird im direkten Vergleich zu Systemen mit separater Impedanzanpassung offensichtlich. Abbildung 5.12 stellt den Einfluss der Änderungen von Hohlraumlänge und Flächenverhältnis auf die je Stufe entnommene Leistung und die Systemlänge für (a) das einstufige System (vgl. Abschnitt 4.3) und (b) das zweistufige System (vgl. Abschnitt 5.1.1). Die akustischen Bedingungen in der Regeneratormitte wurden mit  $Z_n = 8$  und  $\phi = 0^\circ$  angepasst und fixiert. Eine Vergleichbarkeit zu den selbstangepassten Systemen ist gegeben. Mit Festsetzung der normalisierten Impedanz werden ausschließlich Abhängigkeiten von der Geometrie deutlich. Ein größeres Flächenverhältnis verringert den Rohrschleifenquerschnitt und erhöht die viskosen Verluste. Der negative Einfluss der steigenden Hohlraumlänge ist mit einem ungünstigeren akustischen Feld entlang der Rohrschleife zu erklären. Es äußert sich über eine größere Schwankungsbreite von Phasenverschiebung und normalisierter Impedanz.



**Abbildung 5.12:** Einfluss der Hohlraumlänge  $L_{HR}$  und des Flächenverhältnisses  $A_n$  auf die von der Last entzogene akustische Leistung  $\dot{E}_{Last}$  (links, 1) und die gesamte Systemlänge  $L_{ges}$  (rechts, 2) bei konstant gehaltenen Bedingungen im Regenerator ( $Z_n = 8$  und  $\varphi = 0^\circ$ ) für Systeme mit kompressibel wirkendem Rohrabschnitt (a) beim einstufigen System und (b) beim symmetrischen, zweistufigen System

Die Abhängigkeiten sind im einstufigen System stärker ausgeprägt als im zweistufigen System. Als Ursache kommt die stufenspezifische Rohrschleifenlänge in Betracht, welche durch thermoviskose Verluste die Systemleistung begrenzt. Im einstufigen System ist sie naturgemäß deutlich länger. Da sich die Systemlänge des zweistufigen Aufbaus bei steigender Hohlraumlänge und Flächenverhältnis stärker verkürzt als dies beim einstufigen Aufbau der Fall ist, verstärkt sich der Effekt. Anmerkend sei erwähnt, dass der qualitative Unterschied zur anfänglichen Parameterstudie aus Abschnitt 3.3.4, Abb. 3.8(a) daher kommt, dass nun die Resonanzfrequenz und nicht die Systemlänge fixiert wurde.

Bei selbstangepassten Systemen entscheiden die geometrischen Parameter Flächenverhältnis und Hohlraumlänge über die akustischen Bedingungen im Regenerator. Eine konstruktive Umsetzung muss sich stets nach den erforderlichen Werten richten und besitzt im Vergleich zu den Systemen mit gesonderter Impedanzanpassung eine beschränkte Wahlfreiheit.

### 5.2.2 Beeinflussung der Selbstanpassung durch akustisch wirksame Elemente

Es ist denkbar, dass auch selbstangepasste drei-, vier- und fünfstufige Systeme in ähnlicher Weise von einem zusätzlichen, akustisch wirksamen Element profitieren können, wie das bei nicht selbstangepassten Aufbauten der Fall ist. Demnach wäre auch eine Manipulation der akustischen Bedingungen unabhängig der gewählten Geometrie (Hohlraumlänge und Flächenverhältnis) möglich. Die natürliche Selbstanpassung ließe sich gewissermaßen überlagern. Diese Idee soll zunächst auf ein dreistufiges System angewendet und erläutert werden. Anschließend wird das Prinzip auf die vier- und fünfstufigen Systeme übertragen, womit ein Vergleich aller Systeme bei konstanten akustischen Bedingung und ähnlicher Geometrie möglich wird.

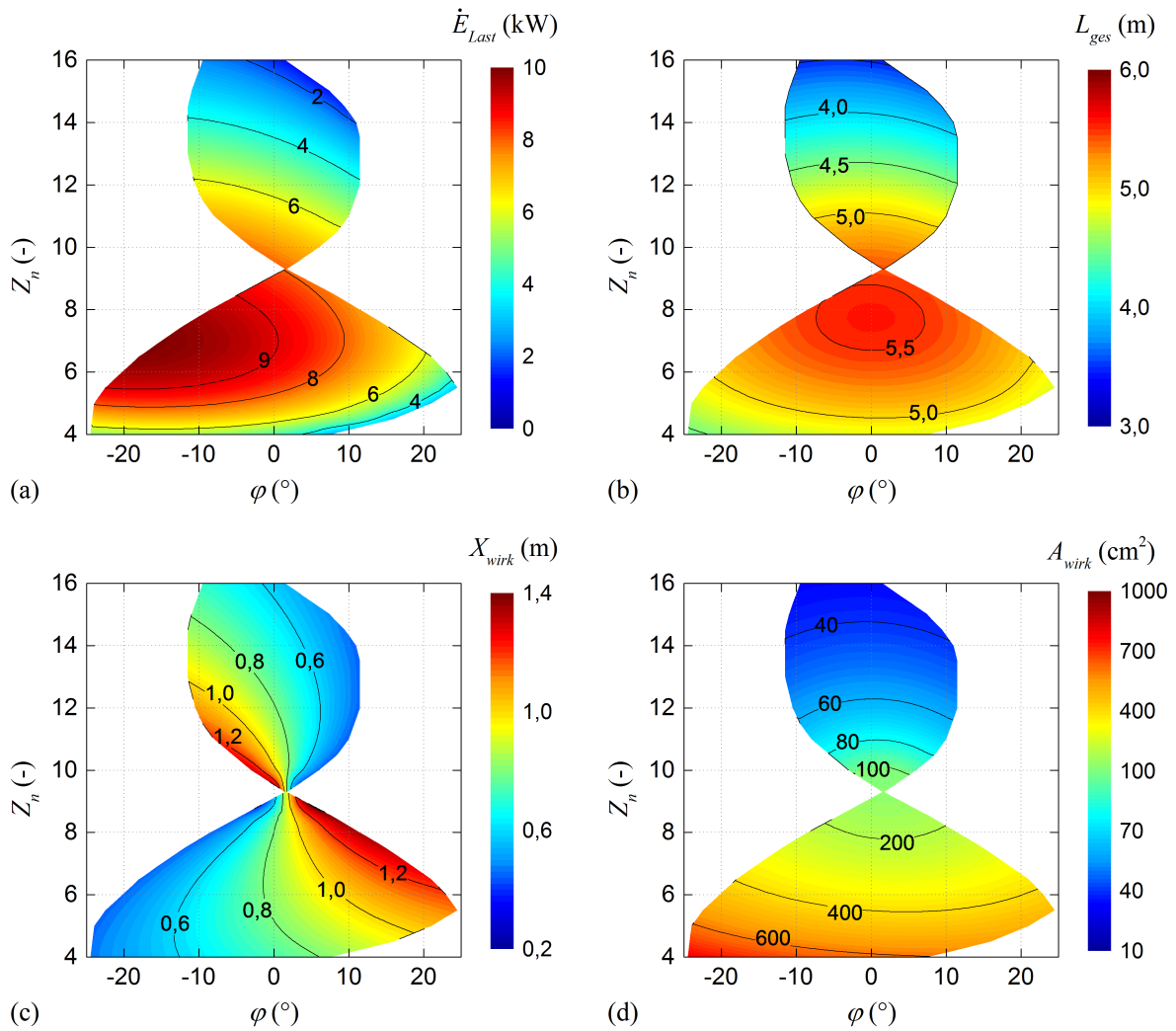
#### 5.2.2.1 Funktionsweise am Beispiel des dreistufigen Systems

Ausgehend vom dreistufigen System in der geometrischen Basiskonfiguration ( $A_n = 10$ ;  $L_{HR} = 25$  mm) wird die Rohrschleife unterbrochen und um einen 0,40 m langen Abschnitt erweitert. Der Abschnitt ist sowohl in seiner Position (Abstand von der Mitte des vorhergehenden Regenerators) als auch seiner Querschnittsfläche variabel. Die veränderbaren akustischen Eigenschaften (Kompressibilität und Trägheit) beeinflussen und überlagern die natürliche Selbstanpassung des Systems. Das Simulationsmodell besitzt prinzipiell den gleichen Aufbau wie das symmetrische, zweistufige System (Abb. 5.2). Der Phasenversatz zwischen aufeinanderfolgenden Stufen wird auf  $120^\circ$  angepasst.

Entspricht die Querschnittsfläche  $A_{wirk}$  des Elements dem der Rohrschleife ( $125,7 \text{ cm}^2$ ), so liegt das natürlich selbstangepasste System vor. Tatsächlich hat sich gezeigt, dass eine Weitung des Querschnitts (Erhöhung der Kompressibilität) zu einer Verringerung der normalisierten Impedanz in den Regeneratoren führt. Hingegen zieht eine Querschnittsverengung (Vergrößerung der Trägheit) eine Erhöhung der normalisierten Impedanz nach sich. Der Abstand  $X_{wirk}$  von der Regeneratormitte ist unerheblich. Er kann aber genutzt werden, um zusätzlich die Phasenverschiebung zu manipulieren.

Auf Grundlage der Einflüsse von Position und Querschnittsfläche des wirksamen Abschnitts lassen sich die in Abb. 5.13 gezeigten  $Z_n$ - $\varphi$  Diagramme erstellen. Als Grenzen der möglichen Positionsänderung wurde ein Mindestabstand zur Mitte der angrenzenden Regeneratoren von 0,25 m festgelegt. Abb. 5.13(a) zeigt die je Last entnommene akustische Leistung. Die markante Einschnürung kennzeichnet das System im Punkt der natürlichen Selbstanpassung ( $Z_n = 9,3$ ;  $\varphi = 1,6^\circ$ ). In den Bereich einer kleineren normalisierten Impedanz kann durch Weitung des wirksamen Elements gelangt werden, dargestellt in Abb. 5.13(d). Wird hier der Abstand zur Mitte des vorhergehenden Regenerators verringert, lässt sich eine Verschiebung der Phase in negative Richtung bewirken (Abb. 5.13(c)). Bei Vergrößerung des Abstands erfolgt die Verschiebung in positive Richtung. Wird die Positionsänderung bei verengtem Querschnitt durchgeführt, sind die Zusammenhänge exakt umgekehrt.

Eine Positionsänderung des Elements wirkt sich umso mehr auf die Phasenverschiebung aus, je stärker die Weitung bzw. Verengung des Elements im Verhältnis zum Rohrschleifenquerschnitt ist. Im Vergleich zu den wirksamen Elementen im ein- und zweistufigen System ohne Selbstanpassung ist die Bandbreite der Änderungen viel größer. Dies kann so interpretiert werden, dass bereits eine grundsätzliche Impedanzanpassung der Kernabschnitte untereinander besteht. Der Einfluss der Elemente auf das akustische Feld ist geringer. Die untereinander ebenfalls selbstangepassten Elemente sind nicht in ihrer prinzipiellen, wellenlängenabhängigen Position fixiert. Außerdem müssen Kompressibilität bzw. Trägheit nicht mehr exakt auf den Kernabschnitt abgestimmt sein.



**Abbildung 5.13:** Einfluss der normalisierten Impedanz  $Z_n$  und der Phasenverschiebung  $\varphi$  in der Regeneratormitte für ein dreistufiges System mit wirksamen Rohrabschnitt (Länge 0,40m) auf (a) die je Last entzogene akustische Leistung  $\dot{E}_{Last}$ , (b) die Gesamtlänge des Systems  $L_{ges}$ , (c) die mittlere Position des wirksamen Abschnitts  $X_{wirk}$  und (d) die Querschnittsfläche des Abschnitts  $A_{wirk}$

Qualitativ gesehen scheint der durch die geometrischen Restriktionen begrenzte Simulationsbereich in Abb. 5.13 einem Ausschnitt aus zuvor diskutierten  $Z_n$ - $\varphi$  Diagrammen (z.B. Abbildungen 4.5 oder 5.3) zu zeigen. Lediglich die Systemlänge in Abb. 5.13(b) besitzt eine andere Struktur. Ein Maximum der Leistungsfähigkeit zeichnet sich für  $Z_n = 7$  und  $\varphi = -15^\circ$  ab, welches allerdings durch die begrenzte Positionsänderung nicht erreicht wird. Der Vorteil einer negativen Phasenverschiebung ist dennoch offensichtlich. Im Gegensatz zu den nicht selbstangepassten Systemen nimmt die Leistungsfähigkeit mit höherer normalisierter Impedanz viel schneller ab. Ursächlich ist die zur Erhöhung der natürlichen Impedanz erforderliche Querschnittsverengung. Sie fällt umso stärker aus, je weiter die normalisierte Impedanz angehoben wird. Eine hohe Schallschnelle mit großen viskosen Verlusten ist die Folge.

Das Potenzial des wirksamen Elements kann im direkten Vergleich mit dem System bei natürlicher Selbstanpassung beurteilt werden. Dieses lieferte eine lastspezifische Leistung von 8702 W ( $Z_n = 9,3$ ;  $\varphi = 1,6^\circ$ ). Durch Optimierung der normalisierten Impedanz kann der Wert auf 9053 W gesteigert werden ( $Z_n = 7$ ;  $\varphi = 0^\circ$ ). Wird zudem eine Verschiebung der Phase erwogen, lässt sich die Leistung auf 9932 W ( $Z_n = 7$ ;  $\varphi = -15,2^\circ$ ) anheben.

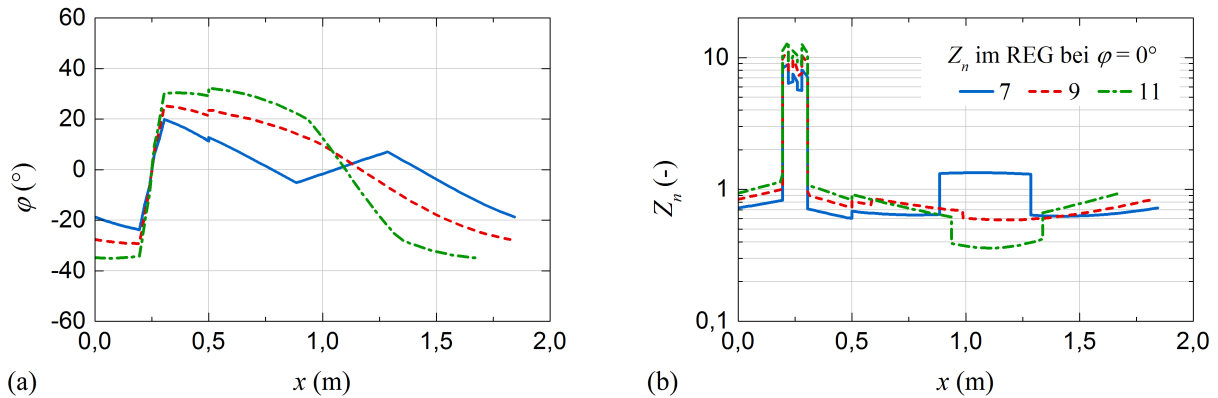
Zur Demonstration der akustischen Funktionsweise sollen die Abbildungen 5.14 und 5.15 herangezogen werden. Der Einfluss einer geänderten Querschnittsfläche auf die normalisierte Impedanz ist in Abb. 5.14 dargestellt. Hingegen gibt Abb. 5.15 die Manipulation der Phasenverschiebung über eine Positionsänderung des wirksamen Elements wieder.

Abbildung 5.14 zeigt das akustische Feld entlang einer Stufe des dreistufigen Motors bei konstanter Phasenverschiebung in der Regeneratormitte ( $\varphi = 0^\circ$ ), aber verschiedener normalisierter Impedanz. Für den Kurvenverlauf von  $Z_n = 9$  ist das System nahe seiner natürlichen Selbstanpassung wiedergegeben. Der Zustand wird durch geringfügige Querschnittsweitung des Elements erreicht. Zum Erlangen von  $Z_n = 7$  ist eine deutlich größere Weitung erforderlich, für  $Z_n = 11$  eine Verengung. Die Phasenverschiebung in Abb. 5.14(a) ist in der Regeneratormitte ( $x = 0,25\text{ m}$ ) bei allen Varianten gleich groß, die normalisierte Impedanz in Abb. 5.14(b) unterscheidet sich.

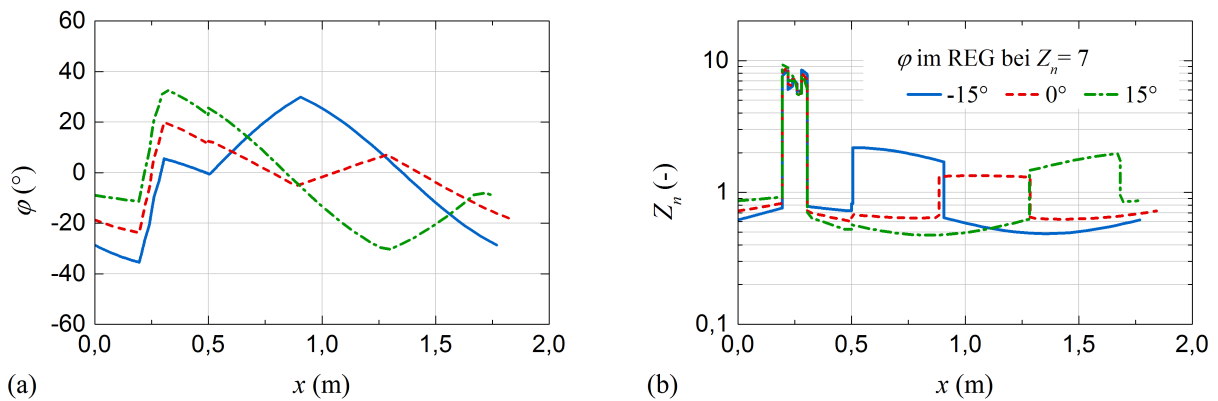
Die Position des für  $Z_n = 7$  geweiteten Elements lässt sich anhand der in positiver Richtung veränderten Phasenverschiebung und der stufenförmig erhöhten normalisierten Impedanz erkennen. Die erhöhte Impedanz des Elements kann als Gegenspiel zur Impedanz des Kernabschnitts gesehen werden. Sie setzt diese im Vergleich zum Zustand der natürlichen Selbstanpassung herab. Gleichsam erzwingt sie einen lokalen Nulldurchgang der Phasenverschiebung in positiver Richtung, was sich günstig auf das gesamte akustische Feld auswirkt. Für den Kurvenverlauf von  $Z_n = 11$  mit verengtem Querschnitt ist die Position des nun träge wirkenden Elements über den steilen Abfall der Phasenverschiebung mit Nulldurchgang in negativer Richtung sowie den stufenförmigen Einschnitt der normalisierten Impedanz erkennbar. Das Gegengewicht der lokal verringerten normalisierten Impedanz zu der des Kernabschnitts ist geringer, womit sich ihr Wert im Kernabschnitt erhöht. Außerdem verstärkt sich der absolute Anstieg der Phasenverschiebung im Kernabschnitt. Das akustische Feld wird negativ beeinflusst.

Abbildung 5.15 zeigt das akustische Feld bei konstanter normalisierter Impedanz  $Z_n = 7$  in der Regeneratormitte, aber unterschiedlicher Phasenverschiebungen. Die Position des Elements lässt sich in allen Kurvenverläufen deutlich erkennen: durch einen Anstieg Phasenverschiebung in Abb. 5.15(a) und eine absatzartige Erhöhung der normalisierten Impedanz in Abb. 5.15(b). Um eine Phasenverschiebung in der Regeneratormitte von  $\varphi = -15^\circ$  zu erzielen, ist eine Positionierung des geweiteten Element dicht hinter dem Kernabschnitt notwendig. Der Anstieg der Phasenverschiebung erfolgt frühzeitig und kann bis zum Erreichen des nachfolgenden Kernabschnitts weit absinken. Wird das geweitete Element hingegen dicht vor dem nachfolgenden Kern positioniert, erzwingt der späte Anstieg der Phasenverschiebung einen höheren Wert in der Mitte des nachfolgenden Regenerators. Der Kurvenverlauf für  $\varphi = 15^\circ$  zeigt diesen Fall. Eine Positionierung des geweiteten Elements etwa auf halber Länge zwischen zwei Kernabschnitten führt zu dem Kurvenverlauf für  $\varphi = 0^\circ$ .

Vom akustischen Feld ausgehend, beschreiben die Kurven für  $\varphi = 0^\circ$  den günstigsten Verlauf mit der am wenigsten von  $0^\circ$  abweichenden Phasenverschiebung. Dennoch besitzt das System bei  $\varphi = -15^\circ$  eine um fast 10% höhere Leistung – trotz verlustbehafteteren akustischen Feld. Die Beobachtung steht der in Abschnitt 3.3.1 für das einstufige System aufgestellten Vermutung entgegen. Sie besagt, dass bei negativer Phasenverschiebung im Regenerator zwar der thermoakustische Prozess schlechter abläuft, jedoch aufgrund eines günstigeren akustischen Feldes insgesamt ein positiver Effekt erreicht werden kann. Die genaue Ursache für die Vorteilhaftigkeit einer negativen Phasenverschiebung im Regenerator bleibt unklar.



**Abbildung 5.14:** Vergleich des akustischen Feldes einer Stufe des dreistufigen Systems mit akustisch wirksamen Element für verschiedene Phasenverschiebungen im Regenerator bei konstanter normalisierter Impedanz  $Z_n = 7$  entsprechend (a) der Phasenverschiebung  $\varphi$  und (b) der normalisierten Impedanz  $Z_n$

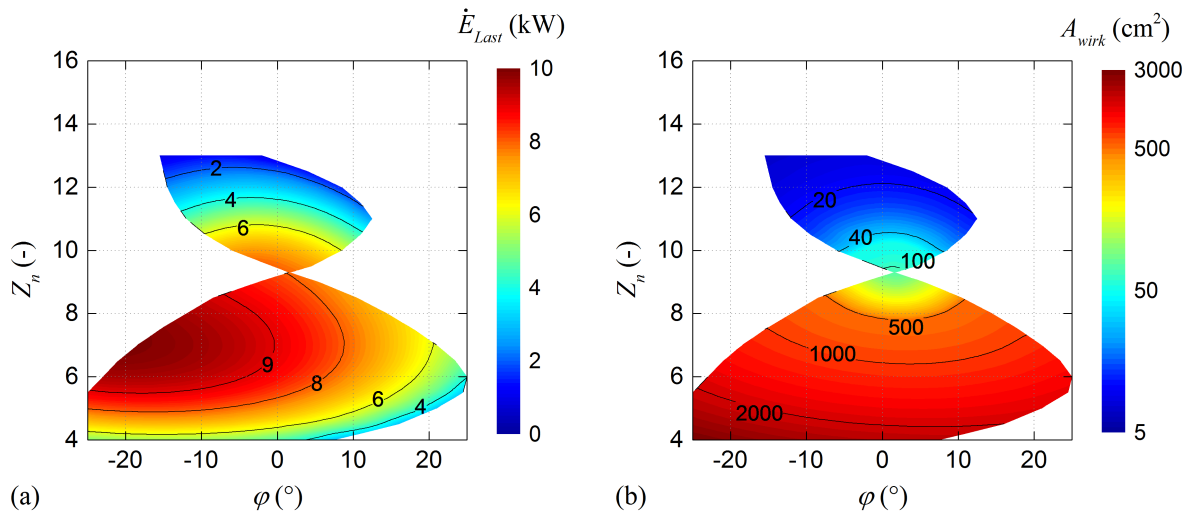


**Abbildung 5.15:** Vergleich des akustischen Feldes einer Stufe des dreistufigen Systems mit akustisch wirksamen Element für verschiedene normalisierte Impedanzen im Regenerator bei konstanter Phasenverschiebung  $\varphi = 0^\circ$  entsprechend (a) der Phasenverschiebung  $\varphi$  und (b) der normalisierten Impedanz  $Z_n$

Abbildung 5.13 hat gezeigt, dass die geometrisch begrenzte Positionsänderung des wirksamen Abschnitts eine noch negativere Phasenverschiebung verhindert. Durch Verkürzung des Abschnitts von 0,40m auf 0,10m sollen die Grenzen gelockert werden. Abbildung 5.16 gibt die Untersuchungsergebnisse in Form von (a) der entnommenen akustischen Leistung und (b) der Querschnittsfläche wieder.

Die vergrößerte Verschiebbarkeit ermöglicht tatsächlich eine Manipulation der Phasenverschiebung über einen weiteren Bereich. Allerdings sind die Unterschiede marginal. Die maximal entziehbare Leistung beträgt 9945 W ( $Z_n = 7$ ;  $\varphi = -18,5^\circ$ ). Da die wirksame Abschnittslänge auf  $\frac{1}{4}$  ihres ursprünglichen Wertes verkürzt wurde, hat sich die Querschnittsfläche vervierfacht. Die relative Änderung im Vergleich zum Rohrschleifenquerschnitt fällt viel stärker aus. Somit ist die Anhebung der normalisierten Impedanz über ihren natürlichen Wert hinaus mit größeren viskosen Verlusten verbunden und nur in sehr begrenztem Umfang möglich. Die Systemlänge und Position des wirksamen Abschnitts sind ähnlich zur vorhergehenden Betrachtung.





**Abbildung 5.16:** Einfluss der normierten Impedanz  $Z_n$  und der Phasenverschiebung  $\varphi$  in der Regeneratormitte für ein dreistufiges System mit wirksamen Rohrabchnitt (Länge 0,10m) auf (a) die je Last entzogene akustische Leistung  $\dot{E}_{Last}$ , (b) die Querschnittsfläche des Abschnitts  $A_{wirk}$

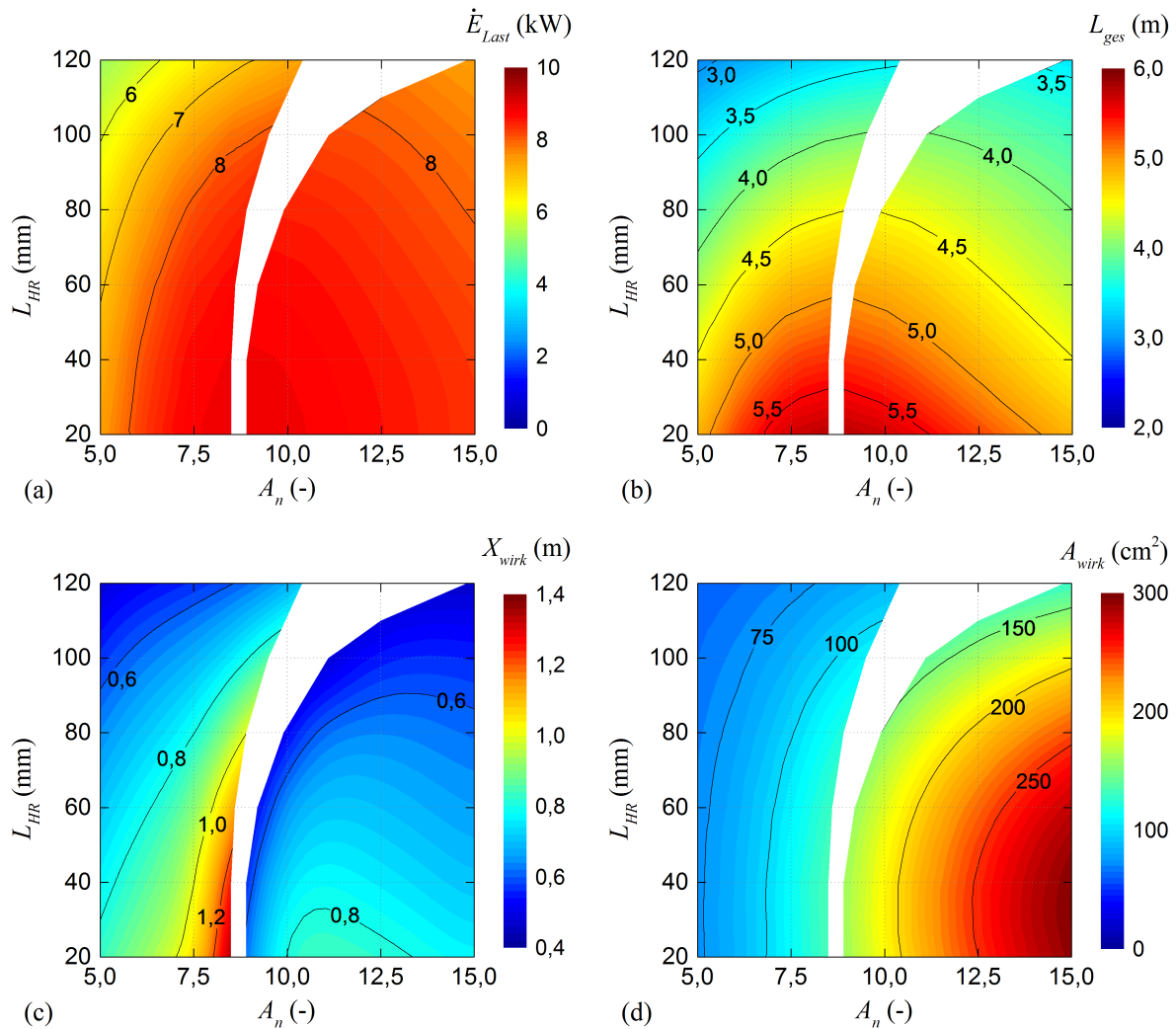
Durch Anwendung der beschriebenen Methode der überlagerten Selbstanpassung auf andere Kombinationen aus Flächenverhältnis und Hohlraumlänge ist eine Wiederholung der Diagramme aus Abb. 5.10(a) bei fixierten akustischen Bedingungen in der Regeneratormitte möglich. Die Abb. 5.17 stellt dies für  $Z_n = 8$  und  $\varphi = 0^\circ$  dar.

Im direkten Vergleich beider Abbildungen wird deutlich, dass die überlagerte Selbstanpassung bei fixierten akustischen Bedingungen in einem Diagrammbereich zur Erhöhung und im anderen zur Herabsetzung der Leistungsfähigkeit führt (Abb. 5.17(a)). Die Trennung beider Bereiche erfolgt entlang der Linie, bei der die natürliche normierte Impedanz in Abb. 5.10(a)  $Z_n = 8$  beträgt. Durch die Nähe zur natürlichen Selbstanpassung und der somit vorgegebenen Phasenverschiebung kann die Region in Abb. 5.17 aufgrund der unmöglichen Einstellbarkeit von  $\varphi = 0^\circ$  nicht erreicht werden. Praktisch sind zwischenliegende Werte aber durch Toleranz von  $\varphi \neq 0^\circ$  einstellbar.

Die überlagerte Selbstanpassung vergrößert die Leistungsfähigkeit im Bereich, wo sie die natürliche normierte Impedanz hinabsetzt. Ursache ist die relative Weitung des Rohrschleifenquerschnitts (Abb. 5.17(d)). Eine Verbesserung der akustischen Bedingungen bei paralleler Verringerung der viskosen Verluste hat einen Leistungsanstieg zur Folge. Ist eine Erhöhung der natürlichen normierten Impedanz nötig, gelingt das durch eine relative Querschnittsverengung. Diese führt gleichsam zu hohen viskosen Verlusten und mindert die Leistungsfähigkeit im betroffenen Bereich. In den meisten Fällen kann der Nachteil nicht durch verbesserte akustische Bedingungen aufgefangen werden.

Insgesamt betrachtet führt die Methode zu einem ausgeglichenen Bereich mit hoher Leistung. Der Leistungsabfall mit höherem Flächenverhältnis ist nur schwach ausgeprägt. Die Bedingung  $\varphi = 0^\circ$  bringt kaum Vorteile im Vergleich zur ohnehin ähnlichen Phasenverschiebung bei Selbstanpassung. Bei Fixierung der Position des wirksamen Elements in der Mitte des Rohrschleifensegments würden ähnliche Ergebnisse erzielt werden. Außerdem liegt die optimale normierte Impedanz beim dreistufigen System eher bei  $Z_n = 7$  als bei  $Z_n = 8$ . Eine Regelung auf diesen Wert würde die Leistungsfähigkeit erhöhen und hätte außerdem den Vorteil, dass ein größerer Bereich des  $A_n$ - $L_{HR}$  Diagramms mittels Aufweitung statt Verengung erreicht werden könnte.

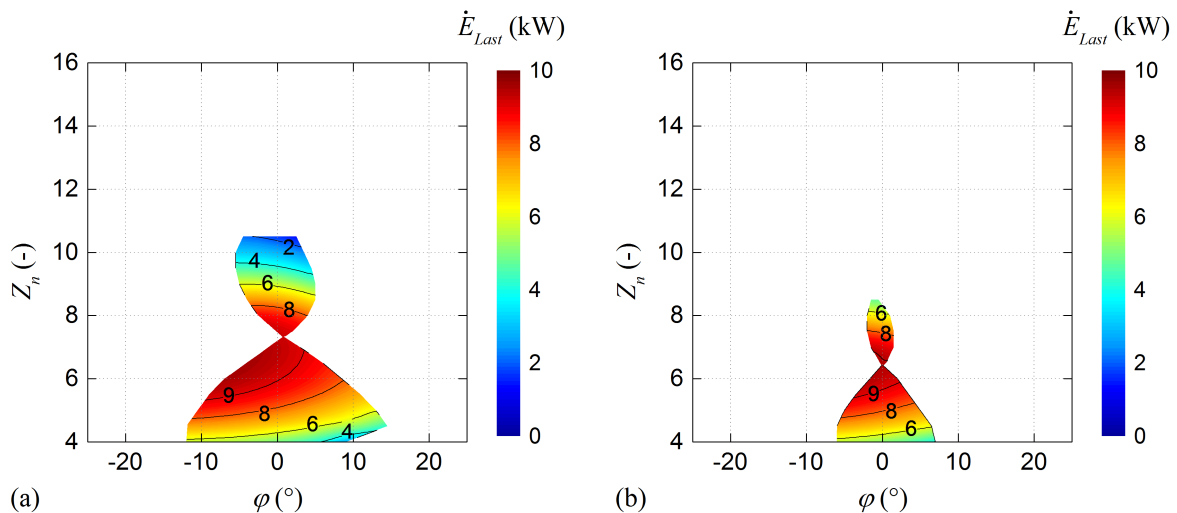




**Abbildung 5.17:** Einfluss der Hohlraumlänge  $L_{HR}$  und des Flächenverhältnisses  $A_n$  im dreistufigen System mit akustisch wirksamen Rohrabchnitt (Länge 0,40m) unter konstant gehaltenen Bedingungen im Regenerator ( $Z_n = 8$  und  $\varphi = 0^\circ$ ) auf (a) die je Last entzogene akustische Leistung  $\dot{E}_{Last}$ , (b) die Gesamtlänge des Systems  $L_{ges}$ , (c) die mittlere Position des wirksamen Abschnitts  $X_{wirk}$  und (d) die Querschnittsfläche des wirksamen Abschnitts  $A_{wirk}$

### 5.2.2.2 Vier- und fünfstufige Systeme

Auch vier- und fünfstufige Systeme können von einem zusätzlichen wirksamen Element profitieren. Die Simulationsergebnisse bei Verwendung eines 0,10m langen Abschnitts sind in Abb. 5.18 im Hinblick auf die je Last entzogene Leistung für das vier- und fünfstufige System in Abb. 5.18(a) bzw. (b) gegeben. Zunächst fällt auf, dass sich der Simulationsbereich mit höherer Stufenanzahl deutlich verkleinert. Verantwortlich ist die geometrische Restriktion der Positionsänderung. Die stufenspezifische Systemlänge verkleinert sich und mit ihr der für die Positionsänderung zur Verfügung stehende Bereich. Die Systeme können weniger stark von einer Veränderlichkeit der Phasenverschiebung profitieren. Der Zustand verschärft sich, da bereits im Punkt der natürlichen Selbstanpassung (Einschnürung) eine günstige normalisierte Impedanz erreicht wird (7,3 im vierstufigen; 6,4 im fünfstufigen System). Das Potenzial für eine Änderung der Phasenverschiebung ist noch geringer. Aus diesen Gründen liegt das Leistungsmaximum beim vierstufigen System bei nur 9600 W ( $Z_n = 6,5$ ;  $\varphi = -4,0^\circ$ ) und beim fünfstufigen System bei 9473 W ( $Z_n = 6,5$ ;  $\varphi = 0,0^\circ$ ) – niedriger als beim dreistufigen System.



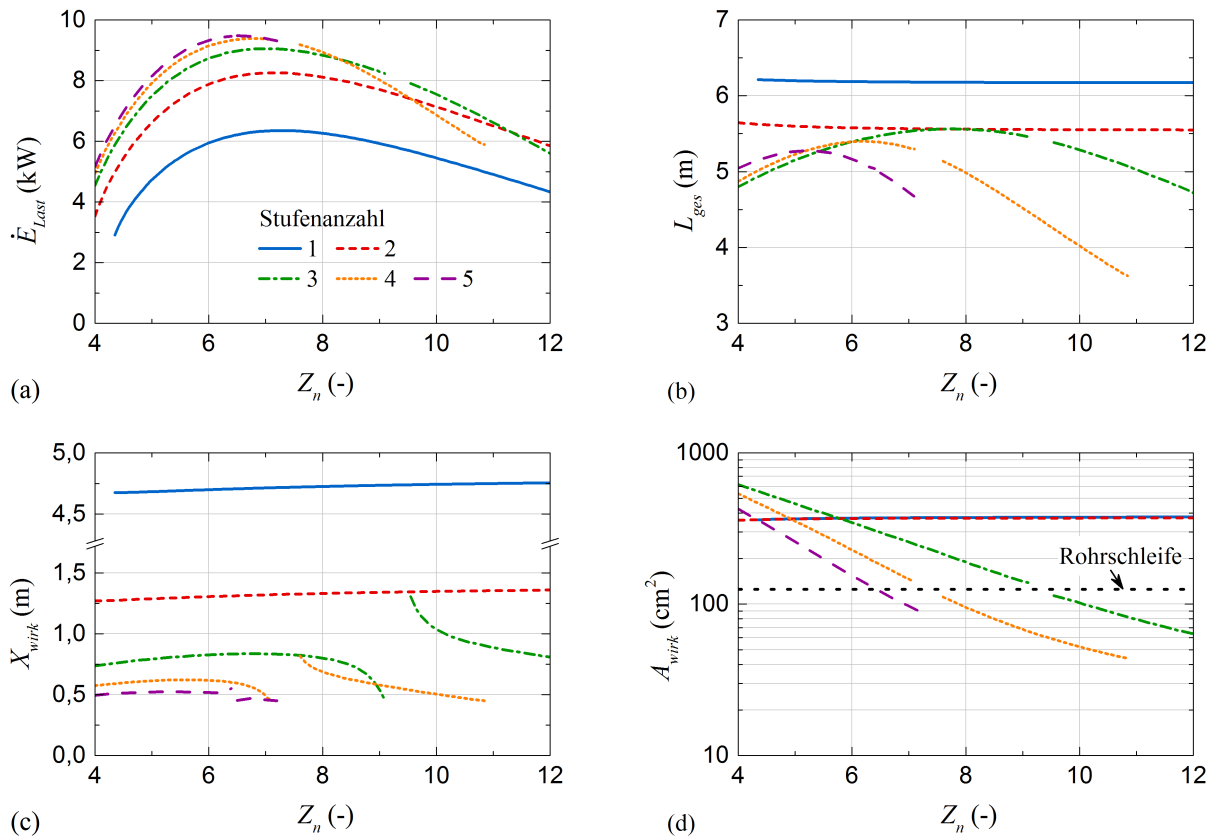
**Abbildung 5.18:** Einfluss der normalisierten Impedanz  $Z_n$  und der Phasenverschiebung  $\varphi$  in der Regeneratormitte für Systeme mit 0,10m langem wirksamen Rohrabschnitt auf die von der Last entzogene akustische Leistung  $\dot{E}_{Last}$ , (a) bei dem vierstufigen System, (b) bei dem fünfstufigen System

Weil die natürliche normalisierte Impedanz bei vier- und fünfstufigen Systemen mit gewähltem Flächenverhältnis und Hohlraumlänge bereits günstig ist, ergibt sich für die Methode der überlagerten Selbstanpassung kaum Potenzial. Eine Erhöhung der Impedanz ist durch Abschnittsverengung zwar durchführbar, eine Leistungssteigerung ist hiermit aufgrund der negativen Effekte jedoch kaum verbunden. Entsprechend der  $A_n$ - $L_{HR}$  Diagramme in den Abbildungen 5.10(b) und (c) könnten nur hohe Flächenverhältnisse und geringe Hohlraumlängen profitieren. Eine Änderung der Phasenverschiebung ist nur sehr begrenzt möglich. Der Entwurf von vier- und fünfstufigen Systemen ist daher stärker an die passende Vorauswahl der geometrischen Parameter gebunden.

### 5.2.2.3 Vergleich der Systeme bei konstanten Bedingung und ähnlicher Geometrie

Mittels der Methode der überlagerten Selbstanpassung ist ein direkter Vergleich der nicht selbstangepassten Systeme (ein- und zweistufig) und der selbstangepassten Systeme (drei-, vier- und fünfstufig) bei konstanten Bedingungen im Regenerator und fixierter Geometrie möglich.

Abbildung 5.19 zeigt diese Analyse für eine in allen Systemen gleiche Phasenverschiebung von  $\varphi = 0^\circ$  in der Regeneratormitte und der normalisierten Impedanz als variablen Simulationsparameter im Bereich von  $Z_n = 4 \dots 12$ . Das Flächenverhältnis beträgt  $A_n = 10$  und die Hohlraumlänge  $L_{HR} = 25$  mm. Die Kurvenverläufe stellen damit einen Schnitt durch das jeweilige  $Z_n$ - $\varphi$  Diagramm bei  $\varphi = 0^\circ$  dar. Der akustisch wirksame Rohrabschnitt hat in allen Systemen eine Länge von 0,40m. Die Abb. 5.19(a) repräsentiert die je Last entnommene akustische Leistung. Es ist deutlich zu sehen, dass die maximale Leistung mit höherer Stufenanzahl zunimmt. Der Leistungszuwachs fällt jedoch immer geringer aus. Zwischen dem vier- und fünfstufigen System besteht mit etwa 100W kaum noch ein Unterschied. Die Unterbrechungen in den Kurven der drei-, vier- und fünfstufigen Systeme ergeben sich aus dem Punkt der natürlichen Selbstanpassung. Wie bereits zuvor beschrieben, ist die Phasenverschiebung hier nicht exakt  $0^\circ$ , kann aber durch die mangelnde Einflussmöglichkeit des wirksamen Elements auch nicht verändert werden. Praktisch können die zwischenliegenden Punkte durch Inkaufnahme einer etwas von  $0^\circ$  abweichenden Phasenverschiebung erreicht werden.



**Abbildung 5.19:** Einfluss der normalisierten Impedanz  $Z_n$  bei konstanter Phasenverschiebung  $\varphi = 0^\circ$  in der Regeneratormitte und gleicher Geometrie ( $A_n = 10$ ;  $L_{HR} = 25$  mm) für die ein- bis fünfstufigen Systeme mit wirksamen Rohrabschnitt (0,40 m) auf (a) die je Stufe von der Last entzogene akustische Leistung  $\dot{E}_{Last}$ , (b) die Gesamtlänge des Systems  $L_{ges}$ , (c) die mittlere Position des wirksamen Abschnitts  $X_{wirk}$  und (d) die Querschnittsfläche des wirksamen Abschnitts  $A_{wirk}$

Aus ähnlichem Grund verhindert die Bedingung  $\varphi = 0^\circ$  die Fortführung der Kurven des vier- und fünfstufigen Systems über den gesamten Untersuchungsbereich. Die zunehmende Einengung der wirksamen Elemente zum Erreichen einer größeren normalisierten Impedanz führt bei den selbstangepassten Systemen zu einem steileren Abfall der Leistung. Qualitative Unterschiede zwischen beiden Prinzipien treten auch bei Betrachtung der Systemlänge in Abb. 5.19(b) auf. Während die Systemlänge für das ein- und zweistufige System weitgehend unabhängig von der normalisierten Impedanz ist, bildet sich bei den anderen Systemen ein Maximum aus. Auch die Verläufe der Position und Querschnittsfläche in Abb. 5.19(c) und (d) unterscheiden sich. Die Änderungen beim ein- und zweistufigen System sind sehr gering und offenbaren somit die Notwendigkeit einer genauen Einstellung. Insbesondere die Veränderung der Querschnittsfläche ist bei den selbstangepassten Systemen viel größer. Bezüglich der Positionsänderung wird die geometrische Limitation mit höherer Stufenanzahl deutlich.

Aus Abb. 5.19(a) wird außerdem ersichtlich, dass die optimale normalisierte Impedanz mit höherer Stufenanzahl etwas abnimmt. Während sie beim einstufigen System noch bei etwa 7,3 liegt, beträgt sie beim fünfstufigen System etwa 6,5. Beide Werte sind deutlich unterhalb des in Abschnitt 3.3.1 ausgemachten Optimums von  $Z_n = 8$ . Wesentliche Ursachen sind die abweichende Phasenverschiebung von  $\varphi = 0^\circ$  sowie das höhere Leistungsniveau. Beide Bedingungen begünstigen eine geringere normalisierte Impedanz.

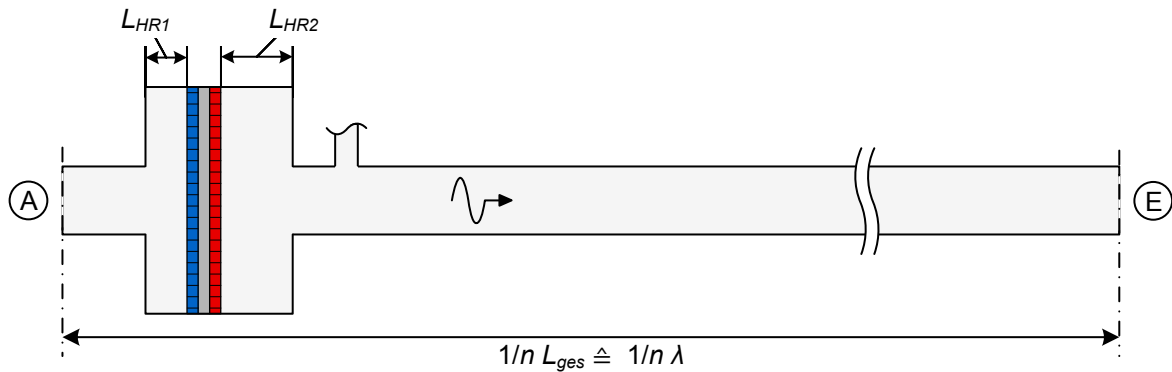
Der durchgeführte Vergleich unterschlägt die Vorteile der Phasenverschiebungsoptimierung insbesondere bei den ein-, zwei- und dreistufigen Systemen. Bei Ausnutzung dieses Potenzials wäre das dreistufige System dem vier- und fünfstufigen überlegen (vgl. Abschnitt 5.2.2.2). Besonders die ein- und zweistufigen Systeme könnten von einer höheren Leistungsfähigkeit profitieren (vgl. Abbildungen 4.5 und 5.3). Darüber hinaus sind auch die gewählten geometrischen Bedingungen für die Rangfolge entscheidend. Grundsätzlich würde die Wahl eines höheren Flächenverhältnisses größeren Stufenanzahlen zugutekommen, da die stufenspezifischen Rohrschleifenverluste geringer sind. Anders sieht es bei einer größeren Hohlraumlänge aus, bei der die gewünschten akustischen Bedingungen mit höherer Stufenanzahl – wenn überhaupt – nur durch eine extreme Verengung des Rohrschleifenquerschnitts erreichbar werden (vgl. Abb. 5.10).

Genau genommen stellt das wirksame Element bei den drei-, vier- und fünfstufigen Systemen eine Manipulation der Rohrschleifenimpedanz dar. Die Gesamtimpedanz des Abschnitts zwischen zwei Kernen ergibt sich aus Kombination der eigentlichen Rohrschleifenimpedanz und des wirksamen Elements. Die gleiche Gesamtimpedanz ließe sich aber auch direkt durch Wahl einer Rohrschleife mit entsprechendem Querschnitt erhalten, ganz ohne zusätzliches Element. Der Systemaufbau würde demnach einfacher und mutmaßlich kostengünstiger sein. Dennoch ergeben sich Vorteile für ein System mit einem solchen Element: einerseits durch das Potenzial zur Änderung der Phasenverschiebung, andererseits durch die Möglichkeit, auch bei einem bestehenden Aufbau die gewünschte Impedanz mittels einer Volumenänderung des Elements betriebsbedingt anzupassen (Wahl zwischen leistungsgetriebenen oder effizienzgetriebenen Betrieb). In einfachster Form ließe sich das über einen Stutzen mit höhenverstellbaren Kolben umsetzen.

Ein weiterer Vorteil bei der Verwendung eines kompressiblen Elements besteht darin, dass das Flächenverhältnis im Vergleich zum natürlich selbstangepassten System verkleinert werden kann. Aus strömungsmechanischer Sicht könnte dies sinnvoll sein, um bspw. Strömungsablösungen bei engen Rohrbiegungen zu verhindern. Hier ist ein Abwägen mit den negativen Effekten eines großen Flächenverhältnisses erforderlich.

### 5.2.3 Beeinflussung der Selbstanpassung durch unterschiedlich lange Hohlräume

Bisher wurde davon ausgegangen, dass die Phasenverschiebung bei natürlicher Selbstanpassung stets  $\varphi \approx 0^\circ$  beträgt. Die Beobachtung ist korrekt, solange der Kernabschnitt symmetrisch aufgebaut ist, d.h. die Hohlraumlänge bzw. das Volumen vor und nach dem thermoakustischen Kern gleich groß ist. Bei Wahl eines längeren Kernabschnitts besteht die Möglichkeit eines asymmetrischen Aufbaus. Die Länge des vorlaufenden Hohlraums  $L_{HRI}$  ist ungleich der des nachlaufenden Hohlraums  $L_{HR2}$ . Die Abb. 5.20 zeigt das geometrische Modell eines solchen Systems. Da sich der Nulldurchgang der Phasenverschiebung stets annähernd in der geometrischen Mitte des kompressibel wirkenden Kernabschnitts befindet, besteht durch die ungleiche Aufteilung der summierten Hohlraumlänge  $L_{HRI+2} = L_{HRI} + L_{HR2}$  die Möglichkeit, einen Einfluss auf die Phasenverschiebung in der Mitte des Regenerators zu nehmen. Bi et al. [13] nutzten diese Methode bei ihrem dreistufigen Aufbau ohne jedoch genauer darauf einzugehen. Sie erreichten eine Phasenverschiebung in der Regeneratormitte von schätzungsweise  $\varphi \approx -30 \dots -20^\circ$ . Eine detaillierte Analyse der Funktionsweise blieb hingegen aus. Wang und Qiu [104] untersuchten den Einfluss der Regeneratorposition innerhalb des Kernabschnitts ebenfalls in rudimentärer Weise.



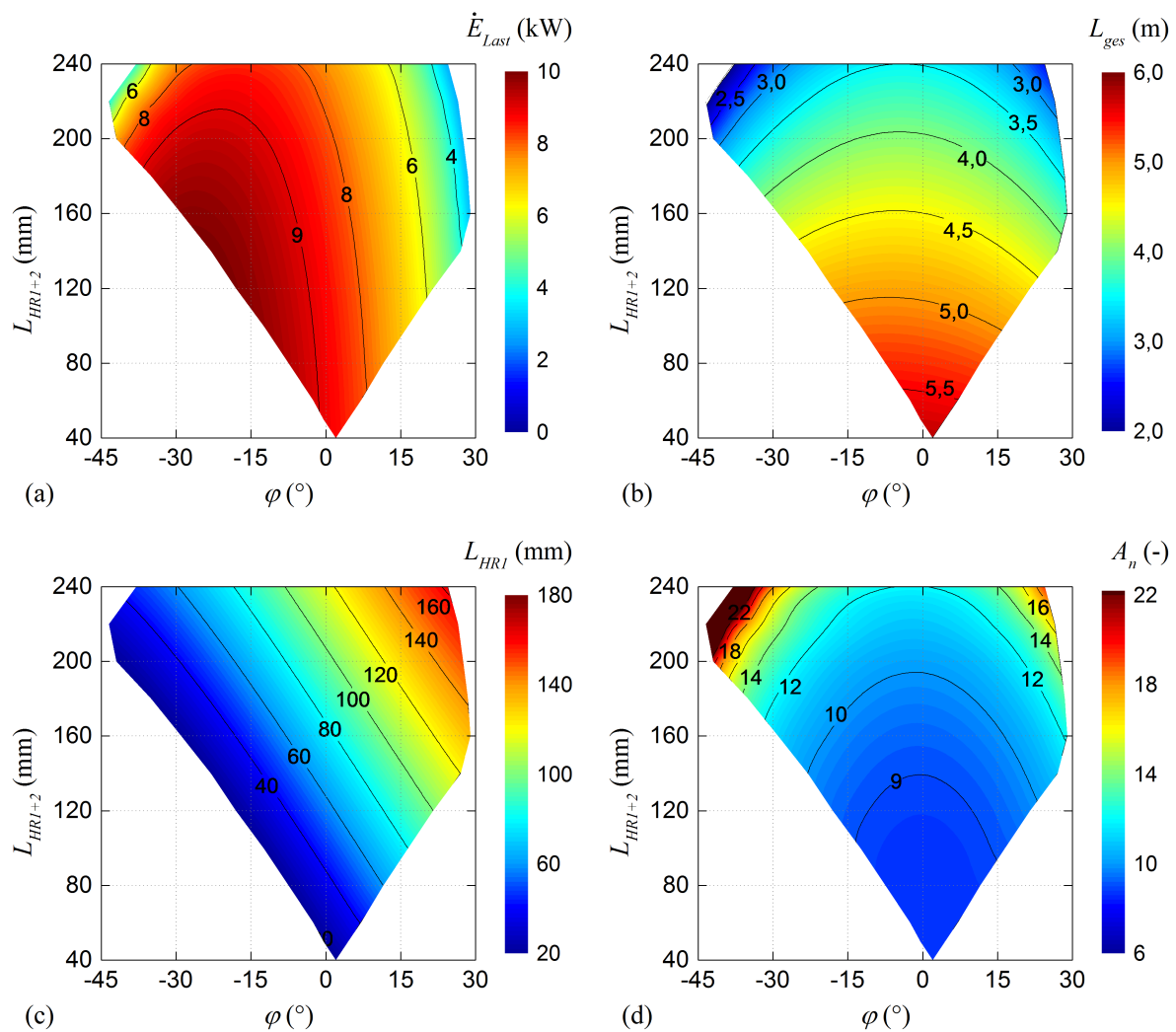
**Abbildung 5.20:** Geometrisches Modell für die Simulation einer Stufe eines selbstangepassten, mehrstufigen Systems mit  $n$  Stufen ( $n = 3, 4, 5$ ) und ungleichen Hohlraumslängen  $L_{HR1} \neq L_{HR2}$  bei akustisch identischen Anfangs- und Endwerten (A bzw. E)

### 5.2.3.1 Funktionsweise am Beispiel des dreistufigen Systems

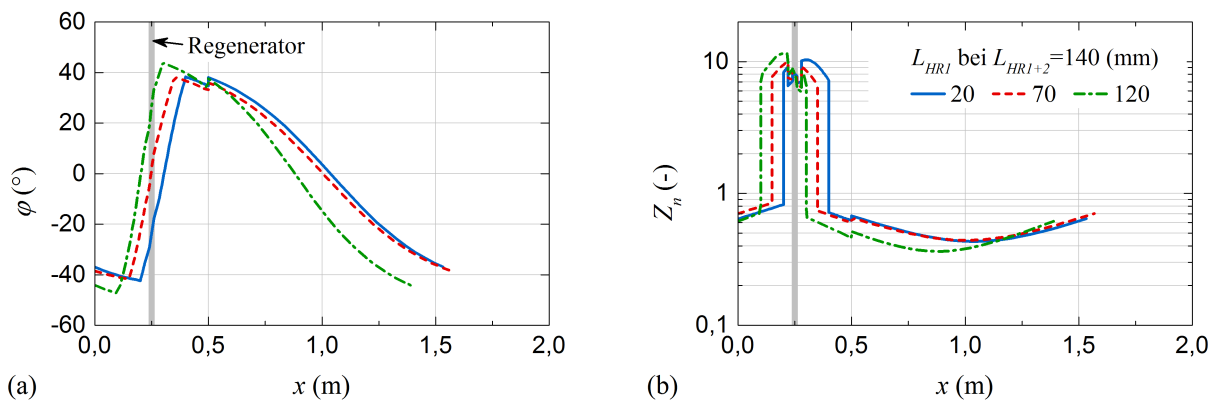
In der Abb. 5.21 wird die Methode anhand des dreistufigen Systems untersucht. Die normalisierte Impedanz in der Regeneratormitte wird durch Anpassung des Flächenverhältnisses mit  $Z_n = 8$  fixiert. Die Vorgehensweise ist wie folgt: Bei konstant gehaltener summierter Hohlraumslänge wird die Länge des ersten Hohlraums  $L_{HR1}$  variiert. Der Variationsbereich folgt der Bedingung  $L_{HR1}, L_{HR2} \geq 20\text{ mm}$ . Jeder Hohlraum weist stets eine Mindestlänge von 20 mm auf. Abb. 5.21(c) zeigt die Länge des ersten Hohlraums in Abhängigkeit der summierten Hohlraumslänge und der Phasenverschiebung. Es lassen sich zwei Schlussfolgerungen ziehen: (I) mit größerer Gesamtlänge steigt der Variationsbereich der Phasenverschiebung in negativer wie positiver Richtung gleichsam an, (II) bei  $L_{HR1} = 20\text{ mm}$  wird ein Minimum der Phasenverschiebung erreicht, bei  $L_{HR2} = 20\text{ mm}$  ein Maximum. Eingeschränkt wird dies bei höherer summierter Länge, da die erreichbaren Extrema der Phasenverschiebung ungünstige Bedingungen bedeuten. Die Leistungsfähigkeit des Systems bricht ein, dargestellt in Abb. 5.21(a).

Ein Leistungsoptimum wird bei einer Phasenverschiebung von etwa  $\varphi \approx -25^\circ \dots -20^\circ$  erreicht. Sie kann erstmals bei einer summierten Länge von etwa  $L_{HR1+2} = 130\text{ mm}$  erzielt werden. Maximal ist eine Leistung von 9971 W generierbar ( $\varphi = -23,5^\circ$ ;  $L_{HR1+2} = 140\text{ mm}$ ;  $L_{HR1} = 20\text{ mm}$ ). Wird die summierte Hohlraumslänge darüber hinaus erweitert, sinkt die Leistungsfähigkeit des Systems wieder ab. Wesentlich hierfür ist das sich zur Fixierung der normalisierten Impedanz verringernde Flächenverhältnis, gezeigt in Abb. 5.21(d). Wie bereits zuvor in Abschnitt 3.3.4 diskutiert, spielt auch die Verschlechterung der akustischen Bedingungen mit größerer Hohlraumslänge und höherem Flächenverhältnis eine Rolle. Der absolute Phasenanstieg im Kernabschnitt nimmt zu. Die sich gleichzeitig verkürzende Gesamtlänge des Systems (Abb. 5.21(b)) kann die nachteiligen Wirkungen nicht auffangen. Mit größer werdenden Abstand von  $\varphi = 0^\circ$  steigt das Flächenverhältnis an.

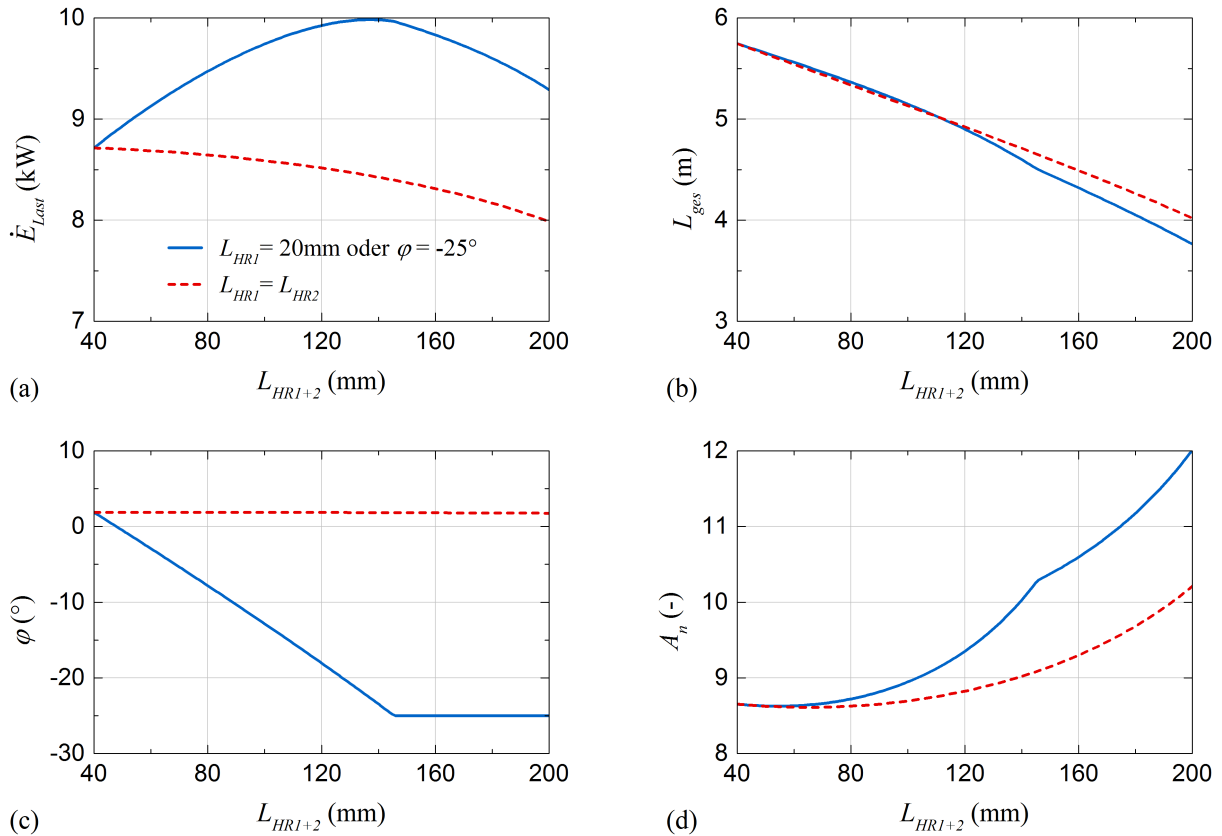
Abbildung 5.22 vergleicht das akustische Feld verschiedener Systeme mit identischer summierter Hohlraumslänge ( $L_{HR1+2} = 140\text{ mm}$ ), aber unterschiedlicher Aufteilung auf den ersten und zweiten Hohlraum miteinander. Bei Darstellung der Phasenverschiebung in Abb. 5.22(a) ist der Kernabschnitt durch den steilen Anstieg erkennbar. Die hohe akustische Kompressibilität erzwingt einen Nulldurchgang der Phasenverschiebung in positiver Richtung, welcher stets nahe der geometrischen Abschnittsmite erfolgt. Bei symmetrischer Aufteilung  $L_{HR1} = L_{HR2} = 70\text{ mm}$  liegt das natürlich selbstangepasste System vor. Die Regeneratormitte fällt mit der Mitte des Kernabschnitts zusammen (bei  $x = 0,25\text{ m}$ ) und führt hier folglich zu  $\varphi \approx 0^\circ$ .



**Abbildung 5.21:** Einfluss der summierten Hohlraumlänge  $L_{HRI+2}$  und der Phasenverschiebung  $\varphi$  in der Regeneratormitte im dreistufigen System unter der Bedingung  $Z_n = 8$  auf (a) die je Last entzogene akustische Leistung  $\dot{E}_{Last}$ , (b) die Gesamtlänge des Systems  $L_{ges}$ , (c) die Länge des ersten Hohlraums  $L_{HRI}$  und (d) das Flächenverhältnis  $A_n$



**Abbildung 5.22:** Vergleich der akustischen Felder einer Stufe eines dreistufigen Systems für verschiedene Aufteilungen der Hohlraumlängen  $L_{HRI}$  und  $L_{HRI+2}$  bei fixierter summierter Hohlraumlänge  $L_{HRI+2} = 140$  mm und der Bedingung  $Z_n = 8$  in der Regeneratormitte entsprechend (a) der Phasenverschiebung  $\varphi$  und (b) der normalisierten Impedanz  $Z_n$



**Abbildung 5.23:** Einfluss der summierten Hohlraumlänge  $L_{HRI+2}$  bei konstanter normalisierter Impedanz  $Z_n = 8$  in der Regeneratormitte vergleichend für ein dreistufiges System mit ungleichen Hohlraum-längen ( $L_{HRI} = 20\text{mm}$  oder  $\varphi = -25^\circ$  in der Regeneratormitte) und gleichlangen Hohlräumen ( $L_{HRI} = L_{HR2}$ ) auf (a) die je Last entzogene akustische Leistung  $\dot{E}_{Last}$ , (b) die Gesamtlänge des Systems  $L_{ges}$ , (c) die Phasenverschiebung  $\varphi$  und (d) das Flächenverhältnis  $A_n$

Bei unterschiedlicher Aufteilung der Hohlraum-längen stimmen Kernabschnittsmitte und Regeneratormitte nicht mehr überein. Ein kürzerer, erster Abschnitt ( $L_{HR2} = 20\text{mm}$ ) bewirkt eine Verschiebung der Regeneratormitte in den Bereich einer negativen Phasenverschiebung, im gezeigten Beispiel von  $\varphi \approx -23,5^\circ$ . Hingegen führt ein längerer erster Hohlraum ( $L_{HR2} = 120\text{mm}$ ) zu einer Verschiebung in den positiven Bereich, hier von  $\varphi \approx 26,9^\circ$ .

Bezüglich der Ursache für die Vorteilhaftigkeit einer negativen Phasenverschiebung können ähnliche Beobachtungen angestellt werden wie in Abschnitt 5.2.2.1. Trotz sehr ähnlichem akustischen Feld der Systeme mit  $\varphi \approx 0^\circ$  und  $\varphi \approx -23,5^\circ$  ist mit letzterem eine um 16% höhere Leistung verbunden. Die Ausprägung des akustischen Feldes lässt sich nicht für den Anstieg verantwortlich machen.

In der Abb. 5.23 wird das dreistufige System mit gleichlangen Hohlräumen dem System mit ungleichen Hohlräumen gegenübergestellt. Die Kurvenverläufe für das erste System entsprechen einem Schnitt durch die Abb. 5.10(a) bei der Bedingung  $Z_n = 8$ . Die für das zweite System sind identisch mit denen aus Abb. 5.21. Die Schnittlinie erfolgt hierbei zunächst bei  $L_{HRI} = 20\text{mm}$ . Beim Erreichen der Phasenverschiebung  $\varphi = -25^\circ$  wird diese Bedingung gelöst und  $L_{HRI}$  passt sich so an, dass  $\varphi$  konstant bleibt (Abb. 5.23(c)). Derart kann das Leistungspotenzial annähernd ausgeschöpft werden.

Die Leistungsfähigkeit in Abhängigkeit der summierten Hohlraum-länge wird in Abb. 5.23(a) gezeigt. Bei einer summierten Hohlraum-länge von  $L_{HRI+2} = 40\text{mm}$  sind beide Systeme identisch, haben also



denselben Startpunkt. Das natürliche System mit symmetrischer Hohlraumverteilung liefert bereits hier seine maximale Leistung. Anschließend fällt sie wegen ungünstigerer akustischer Bedingungen kontinuierlich ab. Das System mit ungleichen Hohlraumlängen profitiert zunächst von einer Verringerung der Phasenverschiebung. Die Leistung steigt bis zum Erreichen von  $\varphi = -25^\circ$  bei  $L_{HR1+2} = 140\text{ mm}$  an. Anschließend setzt ebenfalls ein kontinuierlicher Leistungsabfall ein. Dieser erfolgt auf höherem Niveau. Werden die Maximalpunkte beider Systeme verglichen, so lässt sich das Potenzial zur Leistungssteigerung auf etwa 15% beziffern. Die Gesamtlänge des Systems und das Flächenverhältnis, dargestellt in den Abbildungen 5.23(b) und (c), weisen lediglich geringe Unterschiede auf.

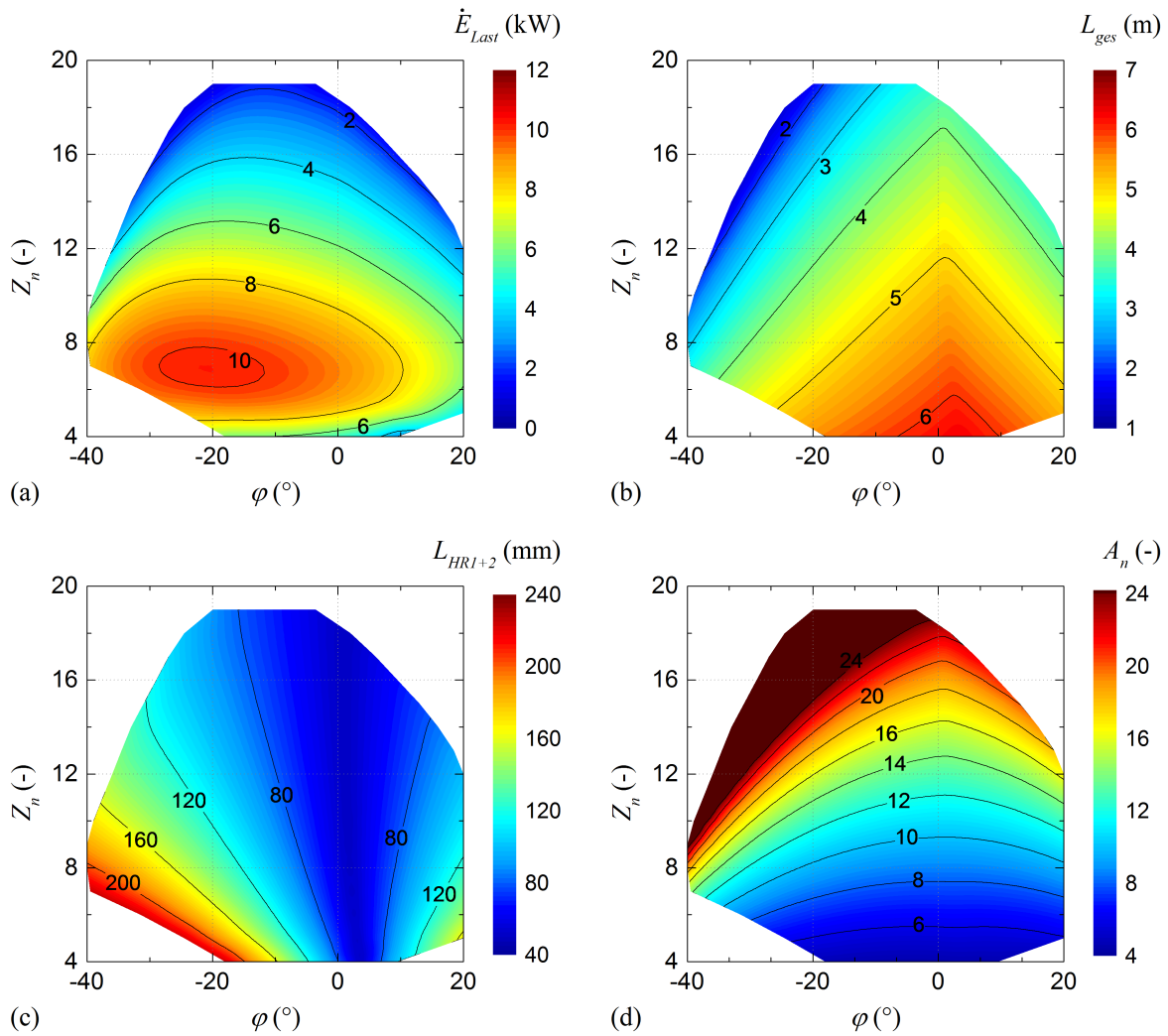
Unter Anwendung der Methode ungleicher Hohlraumlängen kann für das dreistufige System ein  $Z_n$ - $\varphi$  Diagramm erstellt werden. Bei den ein- und zweistufigen Systemen wurde die Änderung von Phasenverschiebung und normalisierter Impedanz über eine Variation von Volumen und Position des kompressiblen Rohrabschnitts durchgeführt. Beim diskutierten dreistufigen System werden hierfür das Flächenverhältnis, die summierte Hohlraumlänge und die Position des Regenerators innerhalb des Kernabschnitts verwendet. Mit Verweis auf Abb. 5.21 wird bei gegebener Phasenverschiebung die optimale Leistungsfähigkeit erreicht, wenn die summierte Hohlraumlänge minimal ist und die Länge eines der beiden Hohlräume stets 20 mm beträgt. Bei negativer Phasenverschiebung muss der erste Hohlraum minimal sein, bei positiver der zweite. Mit dieser Abhängigkeit können summierte Länge und Regeneratorposition als ein einziger Parameter behandelt werden.

Abbildung 5.24 zeigt die erstellten  $Z_n$ - $\varphi$  Diagramme. Um eine bessere Vergleichbarkeit mit den Untersuchungen der ein- und zweistufigen Systeme zu erhalten, beträgt die minimale Länge eines Hohlraums  $L_{HR1}, L_{HR2} = 25\text{ mm}$  und die minimale summierte Hohlraumlänge entsprechend  $L_{HR1+2} = 50\text{ mm}$ . Die maximale Länge eines Hohlraums ist zu  $L_{HR1}, L_{HR2} = 200\text{ mm}$  festgesetzt. Es sei erwähnt, dass ein Schnitt bei  $L_{HR1+2} = 50\text{ mm}$  in Abb. 5.24(c) einer symmetrischen Hohlraumaufteilung entspricht. Er ist identisch mit einem Schnitt bei  $L_{HR} = 25\text{ mm}$  im natürlich selbstangepassten System aus Abb. 5.10(a).

Abbildung 5.24(a) zeigt die je Last entnommene akustische Leistung. Sie besitzt ein Maximum von 10205 W bei  $Z_n = 7$  und  $\varphi = -21,5^\circ$ . Trotz großer Ähnlichkeiten weist das Leistungsfeld im Vergleich zum ein- und zweistufigen System einige Deformationen im Bereich großer Phasenverschiebung und hoher normalisierter Impedanz auf. Wie in Abb. 5.24(c) gezeigt, können solche Bereiche nur über ein großes Flächenverhältnis erreicht werden. Verursacht durch die viskosen Rohrschleifenverluste, wird die Leistungsfähigkeit eher beschränkt als dies bei Systemen mit konstantem Flächenverhältnis und gesonderter Impedanzanpassung der Fall ist. Darüber hinaus können die Bereiche bei niedriger normalisierter Impedanz und negativer Phasenverschiebung wegen der definierten maximalen Hohlraumlänge nicht erreicht werden.

Zu den Zusammenhängen zwischen Systemlänge, summierter Hohlraumlänge und Flächenverhältnis lassen sich folgende Aussagen treffen: auf der Linie minimaler, summierter Hohlraumlänge liegt die natürliche Selbstanpassung vor. Bei gegebener normalisierter Impedanz ist die Systemlänge maximal und das Flächenverhältnis fast immer minimal. Mit Abweichung von der symmetrischen Hohlraumverteilung, d.h. bei Änderung der natürlichen Phasenverschiebung  $\varphi \approx 0^\circ$  nimmt das Flächenverhältnis in beide Richtungen gleichsam zu. Dahingegen nimmt die Systemlänge ab. Ein System mit größerem Flächenverhältnis hat immer auch eine kleinere Systemlänge. Neben einer kürzeren, stufenspezifischen Länge ist dies eine weitere Ursache dafür, dass dreistufige Systeme auch bei sehr hohen Flächenverhältnissen leistungsfähiger sind als ein- oder zweistufige Systeme.



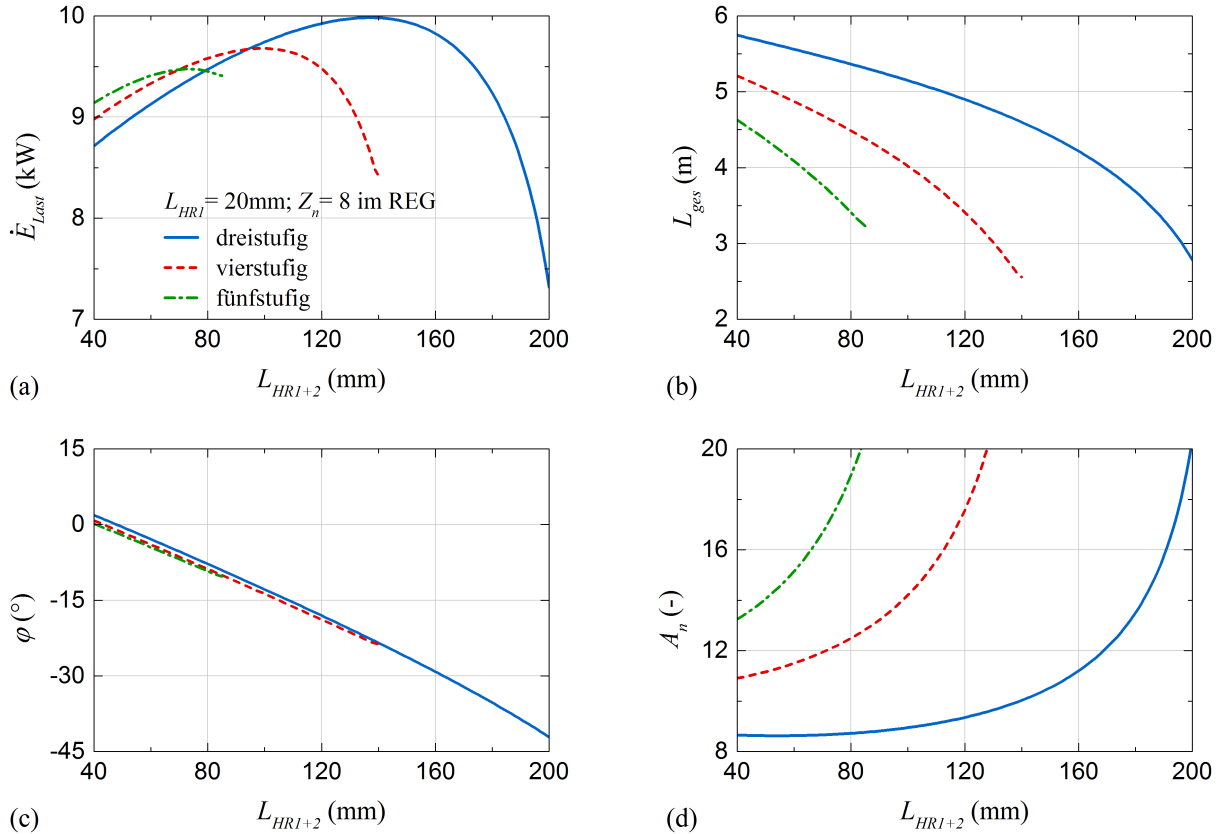


**Abbildung 5.24:** Einfluss der normalisierten Impedanz  $Z_n$  und der Phasenverschiebung  $\varphi$  in der Regeneratormitte für das dreistufige System mit ungleichen Hohlraumlengthen auf (a) die je Last entzogene akustische Leistung  $\dot{E}_{Last}$ , (b) die Gesamtlänge des Systems  $L_{ges}$ , (c) die summierte Hohlraumlänge  $L_{HRI+2}$ , (d) das Flächenverhältnis  $A_n$

Zusammenfassend kann gesagt werden, dass die Methode asymmetrischer Hohlräume eine wirkungsvolle Möglichkeit zur Änderung der Phasenverschiebung bietet. Die Vorteile einer negativen Phasenverschiebung werden allerdings durch nachteilige, geometrische Änderungen erkauft. So führt ein hohes Flächenverhältnis zu zusätzlichen viskosen Verlusten und eine große summierte Hohlraumlänge benachteiligt ein optimales akustisches Feld entlang der Rohrschleife (vgl. Abschnitt 3.3.4).

### 5.2.3.2 Vier- und fünfstufiges System

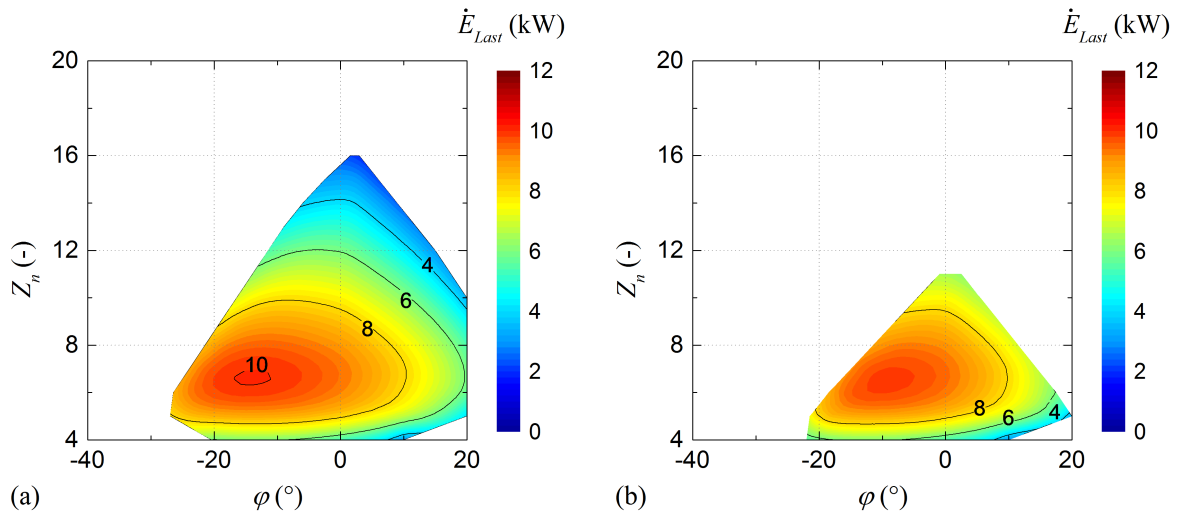
Die Abb. 5.25 zeigt das Potenzial der Methode ungleicher Hohlraumlengthen vergleichend für das drei-, vier- und fünfstufige System. Die Länge des ersten Hohlraums wurde bei  $L_{HRI} = 20\text{mm}$  belassen, so dass in Abhängigkeit der summierten Hohlraumlengthen stets die minimal erreichbare Phasenverschiebung angezeigt wird. Die einzelnen Kurvenverläufe enden an dem Punkt, wo das Flächenverhältnis den Wert 20 übersteigt (Abb. 5.25(d)). Die Graphen des dreistufigen Systems entsprechen einem Schnitt durch die Abb. 5.21 bei  $L_{HRI} = 20\text{mm}$ . Abbildung 5.25(c) zeigt deutlich, dass bei gleicher summierter Hohlraumlengthe für alle drei Systeme fast identische Phasenverschiebungen bestehen.



**Abbildung 5.25:** Einfluss der summierten Hohlraumlänge  $L_{HRI+2}$  vergleichend für die drei-, vier- und fünfstufigen Systemen unter den Bedingungen  $L_{HRI} = 20\text{ mm}$  und  $Z_n = 8$  in der Regeneratormitte auf (a) die je Last entzogene akustische Leistung  $\dot{E}_{Last}$ , (b) die Gesamtlänge des Systems  $L_{ges}$ , (c) die Phasenverschiebung  $\varphi$  und (d) das Flächenverhältnis  $A_n$

Mit höherer Stufenanzahl wird der gesetzte Maximalwert für das Flächenverhältnis bei kleinerer summierter Hohlraumlänge erreicht. Derart ist für das fünfstufige System nur eine minimale Phasenverschiebung von etwa  $\varphi = -10^\circ$  möglich. Wie Abb. 5.25(a) zeigt, ist das Leistungsmaximum an diesem Punkt bereits überschritten. Die viskosen Verluste wachsen mit dem exponentiell ansteigenden Flächenverhältnis stark an. Ähnlich wie bei der zuvor beschriebenen Methode der überlagerten Selbstanpassung kann besonders das dreistufige System profitieren. Es ist auch mit größerer summierter Hohlraumlänge bei einem relativ geringen Flächenverhältnis unter der Bedingung  $Z_n = 8$  selbstangepasst (vgl. Abb. 5.10). Auch wenn die Unterschiede relativ gering sind, liefert das dreistufige System die maximale stufenspezifische Leistung.

Die Schlussfolgerung wird durch die in Abb. 5.26 gezeigten  $Z_n$ - $\varphi$  Diagramme für das vier- und fünfstufige System bestätigt. Die Diagramme wurden nach denselben Randbedingungen erstellt, wie zuvor beim dreistufigen System. Mit zunehmender Stufenanzahl wirken sich die geometrischen Zusammenhänge in stärkerem Ausmaß auf das Leistungsfeld aus. Während die maximale Leistungsfähigkeit im vier- und fünfstufigen System ebenfalls bei einer normalisierten Impedanz von  $Z_n \approx 7$  erzielt wird, nimmt die optimale Phasenverschiebung deutlich ab und beträgt  $\varphi = -13,5^\circ$  bzw.  $\varphi = -8,0^\circ$ . Ursache hierfür ist die zum Erreichen einer potenziell günstigeren Phasenverschiebung notwendige Zunahme der summierten Hohlraumlänge und des Flächenverhältnisses. Diese wirken sich über die zuvor beschriebenen Zusammenhänge negativ auf die Leistungsfähigkeit aus und erzwingen das Optimum bei einer weniger starken Änderung der natürlichen Phasenverschiebung.



**Abbildung 5.26:** Einfluss der normierten Impedanz  $Z_n$  und der Phasenverschiebung  $\varphi$  in der Regeneratormitte auf die je Last entzogene akustische Leistung  $\dot{E}_{Last}$  nach der Methode ungleicher Hohlräume ( $L_{HR1}$  und/oder  $L_{HR2} = 25\text{ mm}$ ) für das (a) vierstufige und (b) fünfstufige System

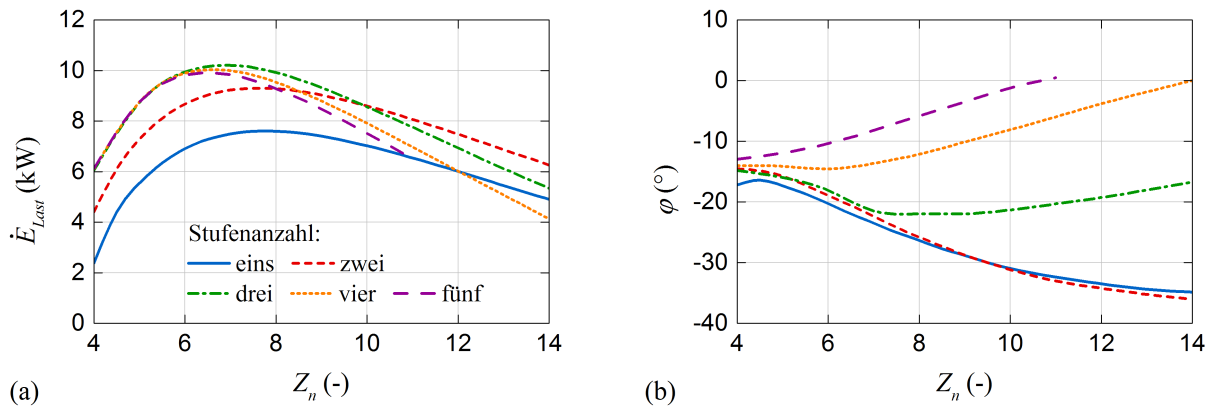
Das Potenzial einer stärkeren Änderung kann nicht ausgeschöpft werden. Die maximale stufenspezifische Leistungsfähigkeit nimmt mit höherer Stufenanzahl ab. Für das vierstufige System beträgt sie 10016 W und für das fünfstufige 9827 W. Aus konstruktiven Gesichtspunkten ist zu berücksichtigen, dass die oberen Begrenzungen der Leistungsfelder nur mit sehr hohem Flächenverhältnis von teilweise  $A_n > 30$  und entsprechend geringer Systemlänge von  $L_{ges} < 2,5\text{ m}$  erreicht werden können. Es scheint daher praktikabel, von einer umfangreichen Darstellung dieser Bereiche abzusehen.

### 5.2.3.3 Vergleich der Systeme in Abhängigkeit der normierten Impedanz

Zum Abschluss der Ausführungen zur Methode ungleicher Hohlraumtlängen soll ein direkter Vergleich zwischen den drei-, vier- und fünfstufigen Systemen sowie den ein- und zweistufigen Systemen mit kompressiblen Rohrabschnitt durchgeführt werden. Im Fokus steht die maximale Leistungsfähigkeit in Abhängigkeit der normierten Impedanz bei Wahl der optimalen Phasenverschiebung. Als Datenbasis werden die jeweiligen  $Z_n$ - $\varphi$  Diagramme verwendet.

Die Untersuchungsergebnisse sind in Abb. 5.27 dargestellt. In Abb. 5.27(a) ist die je Stufe entnommene akustische Leistung gezeigt und in (b) die hierbei vorgefundene Phasenverschiebung. Bei Betrachtung der Kurvenverläufe des ein- und zweistufigen Systems ist eine große Ähnlichkeit festzustellen. Die Leistungsfähigkeit des zweistufigen Systems liegt wegen der kürzeren stufenspezifischen Rohrschleifenlänge konstant oberhalb des einstufigen Systems. Beide Systeme basieren auf dem gleichen Funktionsprinzip. Es ist nicht verwunderlich, dass sich auch die impedanzabhängige optimale Phasenverschiebung gleicht. Sie weist eine negative Korrelation zur normierten Impedanz auf.

Bezüglich der drei-, vier- und fünfstufigen Systeme ist ein abweichendes Muster erkennbar. Im Bereich von  $Z_n = 4 \dots 6$  liegt ein beinahe identischer Leistungsverlauf vor. Bereits kurz darauf erreicht das fünfstufige System seine maximale Leistung und fällt anschließend ab. Der Verlauf für das vierstufige System ist ähnlich. Das Maximum wird jedoch erst später erreicht. Der anschließende Leistungsabfall weist ein geringes Gefälle auf. Die Leistungsfähigkeit liegt insgesamt oberhalb des fünfstufigen Systems. Das dreistufige System erreicht sein Maximum bei noch höherer Impedanz und besitzt anschließend den geringsten Abfall. Damit erzielt es die höchste stufenspezifische Leistung der drei Systeme.



**Abbildung 5.27:** Einfluss der normalisierten Impedanz  $Z_n$  in der Regeneratormitte bei leistungsoptimaler Phasenverschiebung  $\varphi$  vergleichend für die verschiedenstufigen Systeme auf (a) die je Last entzogene akustische Leistung  $\dot{E}_{Last}$  und (b) den Wert der optimalen Phasenverschiebung  $\varphi$

Als Ursache für die nicht intuitive Rangfolge kommen die akustischen Abhängigkeiten von den Parametern Flächenverhältnis und summierter Hohlraumlänge in Betracht. Der Wert der optimalen Phasenverschiebung aus Abb. 5.27(b) kann als Indikator für die Güte des geometrischen Layouts verwendet werden. Je weiter er von der Kurve des als optimal angesehenen Verlaufs des ein- oder zweistufigen Systems abweicht, desto ungünstiger wirken sich die geometrischen Bedingungen aus.

In der Tat ist zu sehen, dass die drei selbstangepassten Systeme mit zunehmender Tendenz vom optimalen Verlauf abweichen. Die Inkaufnahme einer ungünstigeren Phasenverschiebung besitzt einen weniger negativen Einfluss als der ansonsten noch stärkere Anstieg von Flächenverhältnis und summierter Hohlraumlänge. Für kleine Werte der normalisierten Impedanz können die entstehenden Nachteile noch durch die geringere stufenspezifische Systemlänge ausgeglichen werden. Bei größeren Werten trifft dies nicht mehr zu. Verglichen mit dem ein- und zweistufigen System, bei dem die Systemlänge weitgehend unabhängig von der eingestellten Impedanz ist, wird sie bei den anderen Aufbauten beeinflusst. Sie nimmt mit größerer Impedanz stark ab. Ohne solch einen Zusammenhang würde der Leistungsabfall bei höherer Impedanz noch stärker ausfallen.

Anwendungsbezogen ist besonders der Impedanzbereich zwischen  $Z_n = 6 \dots 10$  von Bedeutung. Hier sind die Optima für einen leistungs- oder effizienzgesteuerten Betrieb zu erwarten (vgl. Abschnitt 3.3.5). Es wird klar, dass, abgesehen vom unterlegenen einstufigen System, keine sehr großen Unterschiede in der stufenspezifischen Leistungsfähigkeit bestehen. Am ehesten besitzt das dreistufige System die größten Vorteile. Bei Betrachtung der Gesamtleistung aller Stufen ist dennoch das fünfstufige System überlegen.

Für den praktischen Motorbetrieb wäre eine Anpassbarkeit der normalisierten Impedanz im operativen System wünschenswert. Bei konstanter Länge des ersten Hohlraums ließe sich das über eine Änderung der zweiten Hohlraumlänge erreichen. Allerdings wäre hierfür eine Volumenänderung im heißen Bereich des Motors erforderlich. Dies könnte zu Schwierigkeiten in der Umsetzbarkeit führen. Da es außerdem unmöglich erscheint, ebenfalls das Flächenverhältnis oder die Systemlänge anzupassen, wäre mit einer Änderung der Resonanzfrequenz zu rechnen.

### 5.3 Leistungsvergleich bezüglich Wirkungsgrad und Temperatur

Die eingangs aufgestellte Behauptung, dass mehrstufige Systeme vorteilhaft hinsichtlich der absoluten und stufenspezifischen Leistungsfähigkeit sind, konnte im Allgemeinen bestätigt werden. Darüber hinaus wurde die Erreichbarkeit eines höheren maximalen Wirkungsgrades sowie die Arbeitsfähigkeit mit geringeren Temperaturdifferenzen vermutet. Ein Vergleich soll diese These überprüfen.

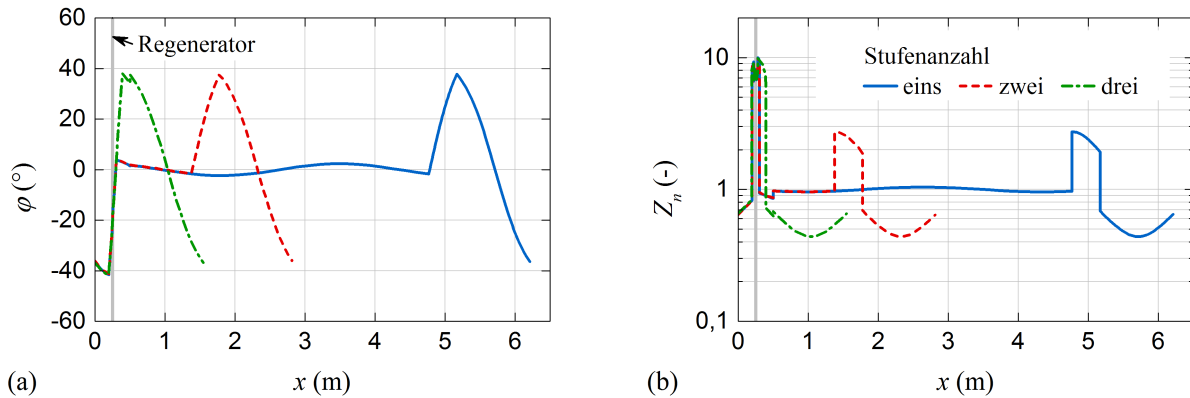
Der Vergleich erfolgt bei fixierten Bedingungen in der Regeneratormitte ( $Z_n = 8$ ;  $\varphi = -20^\circ$ ). Er beinhaltet die Systeme mit höchstem Potential: das einstufige System mit kompressiblem Rohrabschnitt bei  $\frac{3}{4}\lambda$ , das symmetrische, zweistufige System mit kompressiblem Rohrabschnitt, sowie das dreistufige System mit ungleichen Hohlraumlängen. Die summierte Hohlraumlänge des letzteren ist auf  $L_{HRI+2} = 140\text{ mm}$  fixiert. Zum Erzielen der Bedingung  $\varphi = -20^\circ$  wird die Länge des ersten Hohlraums im Bereich von  $L_{HRI} = 25 \dots 30\text{ mm}$  angepasst. Das Flächenverhältnis liegt bei etwa  $A_n \approx 10$ . Da die vier- und fünfstufigen Systeme annähernd die gleiche Leistungsfähigkeit besitzen wie das verwendete dreistufige System, werden sie bei der Gegenüberstellung nicht gesondert berücksichtigt.

Abbildung 5.28 zeigt das akustische Feld für die drei zu vergleichenden Systeme im Ausgangszustand (Wirkungsgrad  $\eta = 10\%$ ; heißseitige Temperatur  $T_{HWÜ} = 150^\circ\text{C}$ ) entsprechend (a) der Phasenverschiebung und (b) der normalisierten Impedanz. Dargestellt ist jeweils nur der Verlauf entlang einer Stufe. Obwohl die Resonanzfrequenz mit  $f = 150\text{ Hz}$  bei allen Systemen konstant ist, unterscheidet sich die Systemlänge recht deutlich. Sie ist beim einstufigen System mit  $6,21\text{ m}$  am längsten, beträgt beim zweistufigen System  $5,63\text{ m}$  und kann im dreistufigen System auf  $4,65\text{ m}$  reduziert werden. Die Verläufe der ein- und zweistufigen Systeme wurden bereits in Abschnitt 5.1.1 diskutiert.

Aufgrund der längeren Hohlräume des dreistufigen Systems besitzt es im Vergleich ein deutlich höheres Kernabschnittsvolumen mit größerer akustischer Kompressibilität. Der absolute Anstieg der Phasenverschiebung entlang des Kernabschnitts ist viel stärker. Tatsächlich entspricht der Anstieg ziemlich genau dem kombinierten Anstieg aus Kernabschnitt und wirksamen Element beim ein- und zweistufigen System. Wird der Kurvenverlauf zwischen Kernabschnitt und Element gedanklich entfernt, so weisen alle drei Systeme eine verblüffende Ähnlichkeit auf. Sie wären beinahe identisch. Dieser identische Abschnitt ist verantwortlich für die akustischen Bedingungen im Regenerator.

Trotz unterschiedlicher Methoden zum Erreichen der gewünschten Bedingungen ist das akustische Ergebnis dasselbe. Unterschiede in der stufenspezifischen Leistungsfähigkeit lassen sich fast ausschließlich auf die stufenspezifische Systemlänge und die hierdurch hervorgerufenen thermoviskosen Verluste zurückführen. Unter gleichen Bedingungen ist demnach die stufenspezifische Lastentnahme beim einstufigen System mit  $7508\text{ W}$  am geringsten, steigt beim zweistufigen System auf  $9211\text{ W}$  an und erreicht beim dreistufigen System mit  $9883\text{ W}$  den höchsten Wert.

Die Abb. 5.29 zeigt die Abhängigkeit der stufenspezifischen Leistung vom Wirkungsgrad und der Temperatur der Wärmezufuhr. Wie in Abschnitt 3.3.5 gezeigt wurde, kann der Wirkungsgrad über eine Änderung der Lastimpedanz eingestellt werden. Eine geringere Lastimpedanz führt dazu, dass ein größerer Anteil der in der Rohrschleife übertragenen akustischen Leistung von der Last abgegriffen wird. Im Zusammenspiel mit den lokalen akustischen Bedingungen in der Rohrschleife lassen sich unterschiedliche Zustände erreichen. Von besonderem Interesse sind die Zustandspunkte maximaler Leistung und maximalen Wirkungsgrades.



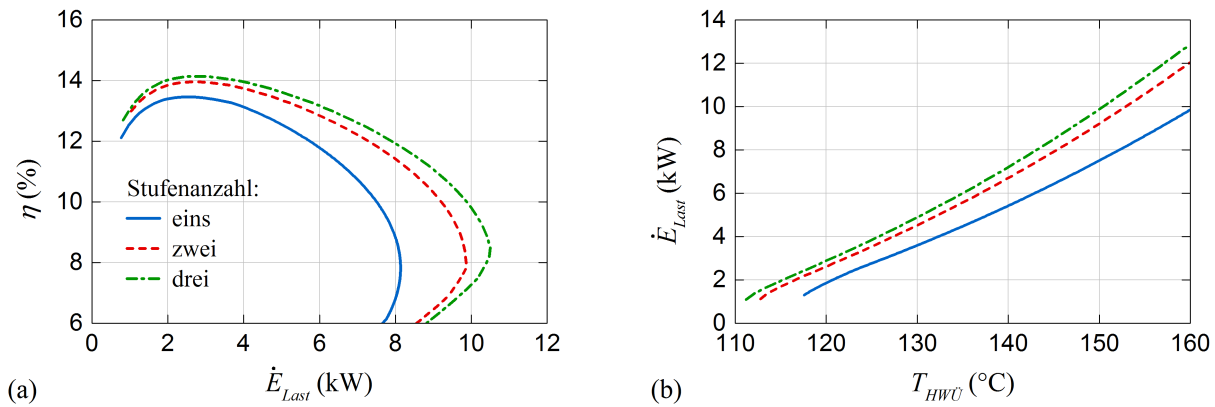
**Abbildung 5.28:** Vergleich der akustischen Felder des ein-, zwei- und dreistufigen Systems bei fixierten akustischen Bedingungen in der Regeneratormitte ( $Z_n = 8$ ;  $\varphi = -20^\circ$ ) entsprechend (a) der Phasenverschiebung  $\varphi$  und (b) der normalisierten Impedanz  $Z_n$

Der Abbildung 5.29(a) ist zu entnehmen, dass eine höhere Stufenanzahl sowohl den maximalen Wirkungsgrad als auch die maximale Leistung erhöht. Die Unterschiede bezüglich des Wirkungsgrades sind allerdings gering. Mit dem einstufigen System können 13,5% erreicht werden, beim dreistufigen System sind es 14,1%. Gleichzeitig erhöht sich die Leistung von etwa 2500 W auf 2800 W. Das zweistufige System kommt beinahe an die Werte des dreistufigen heran. Bezüglich der Maximalleistung sind die Unterschiede größer. Sie beträgt 8136 W für das einstufige, 9862 W für das zweistufige und 10519 W für das dreistufige System. Der für die vorhergehenden Untersuchungen gewählte Betriebspunkt bei  $\eta = 10\%$  liegt eher in der Nähe des Leistungsoptimums. Mit Verweis auf die Abb. 3.12 sei bemerkt, dass die Punkte maximaler Leistung oder maximalen Wirkungsgrades durch Anpassung anderer Parameter deutlich verschoben werden können. Die qualitativen Beobachtungen hinsichtlich der Stufenanzahl haben dennoch Bestand.

Die Abhängigkeit der lastspezifisch entzogenen Leistung von der Temperatur der Wärmezufuhr kann der Abb. 5.29(b) entnommen werden. Auch hier sind die Unterschiede relativ gering, können aber je nach Anwendung entscheidend sein. Das einstufige System besitzt durchweg die geringste Leistungsfähigkeit und das dreistufige erwartungsgemäß die höchste. Der Abstand zum zweistufigen System ist klein. Diese Rangfolge spiegelt sich auch in der minimalen Temperatur der Wärmezufuhr  $T_{HWÜ}$  wieder bei der die Systeme mit einem Wirkungsgrad von  $\eta = 10\%$  betrieben werden können. Während das dreistufige System bereits bei  $T_{HWÜ} = 111^\circ\text{C}$  eine stufenspezifische Leistung von etwa 1000 W liefert, gelingt das dem einstufigen System erst bei  $T_{HWÜ} = 117^\circ\text{C}$ .

Im Rahmen der Simulation wurden die akustischen Parameter fixiert, was zwangsläufig zu einer Anpassung der abhängigen geometrischen Parameter führte. Wäre stattdessen die Geometrie fixiert worden, hätten sich die akustischen Bedingungen in der Regeneratormitte etwas angepasst. Im Allgemeinen ist kein besonders relevanter Unterschied zwischen beiden Methoden zu erwarten.

Insgesamt kann geschlussfolgert werden, dass zwar Unterschiede in Abhängigkeit der Stufenanzahl bestehen, diese bei optimaler Auslegung aber eher klein sind. Den größten Sprung in der Leistungsfähigkeit bringt eine Erhöhung der Stufenanzahl von eins auf zwei. Die weitere Erhöhung auf drei besitzt ein nur geringes stufenspezifisches Steigerungspotenzial. Wegen der verschiedenen Methodik zur Einstellung der akustischen Bedingungen gewinnen anwendungsbezogene Fragestellungen an Bedeutung, z.B. nach der Verstellbarkeit akustischer Parameter während des Betriebes.



**Abbildung 5.29:** Vergleich des ein-, zwei- und dreistufigen Systems bei fixierten akustischen Bedingungen in der Regeneratormitte ( $Z_n = 8$ ;  $\varphi = -20^\circ$ ) bezüglich (a) des Zusammenhangs zwischen Wirkungsgrad  $\eta$  auf die je Last entnommene akustische Leistung  $\dot{E}_{Last}$  und (b) der Abhängigkeit der akustischen Leistung von der Temperatur der Wärmezufuhr  $T_{HWU}$  bei konstantem Wirkungsgrad  $\eta = 10\%$

Vier- und fünfstufige Systeme besitzen wegen der geometrischen Restriktionen keinen stufenspezifischen Leistungsvorteil. Es bleibt jedoch zu beachten, dass die stufenanzahlabhängigen Unterschiede stärker ausfallen können, wenn die thermoviskosen Verluste entlang der Rohrschleife einen größeren Einfluss besitzen. Dies könnte beispielsweise bei kleineren Systemen mit geringerem Rohrschleifenquerschnitt der Fall sein. Ähnlich würden sich sekundäre Verluste durch Turbulenzen und Strömungsablösungen auswirken, die in der Studie keine Berücksichtigung fanden. Faktoren sind beispielsweise Rohrkrümmungen, Querschnittsveränderungen oder die Oberflächenrauigkeit des Rohres.

## 5.4 Zusammenfassung und Schlussfolgerungen

Mehrstufige thermoakustische Motoren können eine höhere Leistungsfähigkeit erreichen als einstufige Systeme. Das betrifft nicht nur die Gesamtleistung sondern auch die stufenspezifische Leistung. Diese grundlegenden Vermutungen werden durch die erstmals anhand vergleichbarer Systeme (nahezu identische geometrische, thermische und akustische Bedingungen) durchgeführten Analysen bestätigt. Mit der höheren Leistungsfähigkeit geht ein etwas gesteigerter maximaler Wirkungsgrad einher. Die Temperaturdifferenz für einen effizienten Betrieb kann geringfügig kleiner ausfallen. Basierend auf Annahmen referenzierter Literatur wären größere Unterschiede zu erwarten gewesen.

Bezüglich der Erreichbarkeit günstiger akustischer Bedingungen sind mehrstufige Systeme bedeutenden konstruktiven Restriktionen unterworfen, die eine differenziertere Betrachtung erforderlich machen. Derartige Limitationen werden in der Literatur nur unzureichend diskutiert. Sie lassen die irreführende Schlussfolgerung zu, dass die akustische Selbstanpassung mehrstufiger Systeme bereits hinreichende Bedingung eines optimalen akustischen Feldes ist. Wie gezeigt werden konnte bestehen indes weitreichende Abhängigkeiten von der Systemgeometrie, die über teilweise neu eingeführte Methoden beeinflusst wurden. Eine umfangreiche Analyse der Methoden war wesentlicher Bestandteil der Arbeiten. Im Detail können die Ergebnisse für die untersuchten zwei- bis fünfstufigen Systeme wie folgt zusammengefasst werden:



- Die optimale Funktionsweise eines Systems kann nur erreicht werden, wenn die akustischen Bedingungen in allen Regeneratoren gleich sind. Dies setzt den identischen Aufbau aller Kernabschnitte, der Rohrschleife und der akustischen Last voraus.
- Mehrstufige Systeme basieren in der Regel auf dem Prinzip der akustischen Selbstanpassung. Die von den Kernabschnitten verursachten akustischen Reflektionen und Störungen der Impedanz heben sich bei gleichmäßiger Verteilung der Kernabschnitte entlang der Systemlänge gegenseitig auf. Zusätzliche akustische Elemente zur Impedanzanpassung sind prinzipiell nicht notwendig. Eine Ausnahme hiervon bilden zweistufige Systeme.
- Der Aufbau zweistufiger Systeme kann in zwei Varianten erfolgen:
  - Bei einem Abstand von  $\frac{1}{2} \lambda$  zwischen beiden Kernabschnitten ist das System nicht selbstangepasst und setzt zwei zusätzliche, kompressibel wirkende Rohrabschnitte voraus, die sich etwa  $\frac{1}{4} \lambda$  vor bzw. hinter jedem Regenerator befinden. Die Impedanzanpassung erfolgt in identischer Weise wie bei einstufigen Systemen.
  - Bei einem Abstand von  $\frac{1}{4} \lambda$  zwischen beiden Kernabschnitten ist das System akustisch selbstangepasst, hat wegen der unterschiedlich verteilten Rohrlängen allerdings keinen symmetrischen Aufbau. Dies wirkt sich negativ auf das akustische Feld aus und führt zu einer geringfügig kleineren Leistungsfähigkeit als die erste Variante.
- Drei-, vier- und fünfstufige Systeme folgen bei identischer Stufengeometrie stets dem Prinzip der akustischen Selbstanpassung.
- Besitzen die Kernabschnitte einen symmetrischen Aufbau, d.h. mit identischer vor- und nachlaufender Hohlraumlänge, stellt sich in der Regeneratormitte eine Phasenverschiebung von  $\varphi \approx 0^\circ$  ein. Die normalisierte Impedanz wird durch Flächenverhältnis und Hohlraumlänge beeinflusst. Ein derartiges System wird hier als *natürlich* selbstangepasst bezeichnet.
- Die natürliche Selbstanpassung kann über zwei Methoden beeinflusst werden:
  - Bei Implementierung eines je Stufe akustisch wirksamen Rohrabschnitts erweitert dieser den existierenden Rohrschleifenquerschnitt. Er bewirkt die Erhöhung der akustischen Kompressibilität und eine Verringerung der normalisierten Impedanz im Regenerator. Bei einer relativen Verengung wird die akustische Trägheit der Rohrschleife gesteigert, was eine Erhöhung der normalisierten Regeneratorimpedanz zur Folge hat. Mit einer Verschiebung des wirksamen Elements kann darüber hinaus die Phasenverschiebung beeinflusst werden.
  - Bei asymmetrischer Hohlraumverteilung stimmen Regenerator- und Kernabschnittsmitte nicht überein. Der Nulldurchgang der Phasenverschiebung erfolgt stets nahe der geometrischen Mitte des Kernabschnitts. Durch Verschiebung des Regenerators innerhalb des Kernabschnitts lässt sich die Phasenverschiebung aktiv beeinflussen. Ein Kernabschnitt mit größerer summierter Hohlraumlänge ermöglicht eine umfangreichere Beeinflussung. Die Hohlraumlänge sollte nicht mehr als nötig vergrößert werden, da das akustische Feld negativ beeinflusst wird.
- Mit höherer Stufenanzahl nehmen bei selbstangepassten Aufbauten die geometrischen Restriktionen (bzgl. Hohlraumlänge und Flächenverhältnis) zum Erzielen günstiger Bedingungen zu. Das Potenzial zur Beeinflussung der Phasenverschiebung nimmt ab. Dreistufige Systeme können idealerweise eine etwas höhere stufenspezifische Leistung erreichen als vier- und fünfstufige.
- Analog zu den einstufigen Motoren hat sich auch bei den mehrstufigen Systemen die Vorteilhaftigkeit einer negativen Phasenverschiebung erwiesen. Indes kann eine günstigere Ausprägung des



akustischen Feldes nicht für den Leistungsanstieg verantwortlich gemacht werden. Da keine theoretische Erklärung des Effektes gefunden werden konnte, bleibt die genaue Ursache unklar.

Die Untersuchungen haben gezeigt, dass die stufenspezifische Leistung ab einer Stufenanzahl von drei aufgrund der geometrischen Restriktionen kaum noch zu steigern ist. Die Rangfolge ist allerdings stark von den Rohrschleifenbedingungen abhängig. Bei einer realen Anwendung könnten die längenspezifischen akustischen Verluste entlang der Rohrschleife größer ausfallen. In diesem Fall würde die Bedeutung einer möglichst geringen stufenspezifischen Systemlänge zunehmen. Mit höherer Stufenanzahl wäre dann eine potenziell höhere Leistung verbunden. Ursachen sekundärer Verluste sind vielfältig. Strömungsablösung an Querschnittsänderungen oder bei Verwendung zu enger Biegeradien stellen mögliche Quellen dar. Ein weiterer Ursprung kann eine hohe Oberflächenrauigkeit des Rohres sein. Wird eine kleinere Systemgröße mit geringerer Querschnittsfläche gewählt, steigt das Oberflächen-zu-Volumenverhältnis an und führt zu einem Bedeutungsgewinn der thermoviskosen Grenzschichtverluste. Es gilt zu beachten, dass der Stufenabstand mit höherer Stufenanzahl deutlich abnimmt. Das könnte besonders bei der Integration eines akustisch-elektrischen Wandlers Schwierigkeiten nach sich ziehen. Eine Verringerung der Resonanzfrequenz wäre dann eine mögliche Option.

Mit höherer Stufenanzahl steigt die Gesamtsystemleistung in jedem Fall an – unabhängig von der stufenspezifischen Leistung. Dieser Vorteil kann entweder zum Aufbau von Systemen mit größerer Leistung verwendet werden oder, wenn die zur Verfügung stehende Wärme limitiert ist, zum Aufbau kompakterer Systeme mit kleineren Querschnitten. Gleichsam ergeben sich strukturelle Vorteile bei Verwendung hoher Systemdrücke. Die erforderliche Rohrwanddicke steigt bei gleichem Druck, aber größerem Querschnitt an. Das System wird schwer und teuer. Die größere Anzahl identischer Stufen würde möglicherweise die Herstellungskosten senken. Es könnte ökonomisch sinnvoller sein, ein mehrstufiges System aus verhältnismäßig kleinen Stufen aufzubauen als ein einstufiges System mit größerer Stufe. Mehrstufige Systeme würden außerdem eine serielle Verschaltung der Wärmezufuhr ermöglichen. Potenziell ist hiermit eine bessere Ausnutzung der Exergie der Wärmequelle verbunden. Die Temperatur der Wärmezufuhr wäre stufenabhängig. Jede Stufe würde bei unterschiedlichen thermischen Bedingungen arbeiten. Auswirkungen auf die akustischen Bedingungen sind zu erwarten. Die Analyse einer seriellen Wärmezufuhr bleibt offen für zukünftige Untersuchungen. Die Erforderlichkeit einer stufenspezifischen Anpassung der Geometrie liegt nahe.

Im Anwendungsfall kann eine Variation der akustischen Bedingungen während des Betriebes notwendig sein. Bei Systemen mit gesonderter Impedanzanpassung war das recht einfach über eine Volumenänderung des kompressiblen Elements möglich. Bei mehrstufigen Systemen mit reiner natürlicher Selbstanpassung besteht die Möglichkeit nicht. Eine praktikable Lösung könnte folgendermaßen aussehen: Die grundsätzliche Auslegung des Systems erfolgt anhand der maximal gewünschten normierten Impedanz, beispielsweise  $Z_n = 10$ . Zusätzlich wird über die Methode der asymmetrischen Hohlräume die bei dieser Impedanz gewünschte Phasenverschiebung voreingestellt, z.B.  $\varphi = -20^\circ$ . Anschließend kann die Impedanz mittels eines kompressiblen Elements in der Rohrschleife nach unten gehend angepasst werden. Die Verwendung eines Stutzens mit höhenverstellbaren Kolben wäre möglich. Je nachdem, an welcher Position der Stutzen an das System angeschlossen ist, wäre neben der Impedanzänderung auch eine Änderung der Phasenverschiebung realisierbar. Eine optimale Kombination beider Parameter wäre annähernd erreichbar ohne die Stutzenposition zu ändern. Bei beschriebener Vorgehensweise könnten sich die Vorteile der beiden aufgezeigten Methoden zur Beeinflussung der natürlichen Selbstanpassung optimal ergänzen.



## **6 Auslegung, Entwurf und Aufbau des thermoakustischen Versuchsstandes**

Das Kapitel beschreibt die Auslegung, den Entwurf und den Aufbau eines thermoakustischen Motors und des dazugehörigen Versuchsstandes. Mit Hilfe des Aufbaus soll eine Plausibilitätsprüfung der theoretischen Betrachtungen vorhergehender Kapitel ermöglicht werden. Dies betrifft speziell die Funktionalität eines kompressibel wirkenden Elements, soll darüber hinaus aber auch weitere Parameter einbeziehen. Als experimentelles System wird ein einstufiger Motor mit Stutzen gewählt.

Im Folgenden wird der Entwurfsprozess bis zum einsatzbereiten Versuchsstand im Detail beschrieben. Ausgehend von der Definition zu erfüllender Anforderungen, werden neben der Auslegung und Konstruktion des Motors auch die einzelnen Subsysteme des Versuchsstandes entworfen. Hierzu zählen die Wärmezufuhr und -abfuhr, die akustische Lastentnahme mittels eines Helmholtz-Resonators bzw. alternativ über eine bidirektionale Turbine zur akustisch-elektrischen Wandlung, die Versorgung mit Arbeitsgas und die Erstellung eines Systems zur Steuerung, Datenerfassung und -auswertung. Außerdem werden Maßnahmen zu Kontrolle einer umlaufenden, konvektiven Strömung getroffen.

### **6.1 Anforderungen an den thermoakustischen Versuchsstand**

Das primäre Entwurfsziel ist die Möglichkeit zur systematischen Untersuchung der Impedanzanpassung mittels eines Stutzens. Außerdem soll der Einfluss verschiedener thermischer und akustischer Parameter auf die Leistungsfähigkeit des Motors analysiert werden können.

Die grundlegende Philosophie beim Design des Versuchsstandes ist ein hohes Maß an Flexibilität. Auf struktureller Ebene soll dies durch einen möglichst kompakten, aber gleichzeitig modularen Aufbau erreicht werden. Alle Komponenten sollen austauschbar sein, um ohne großen Aufwand geometrische Änderungen am bestehenden System vornehmen zu können. Die Austauschbarkeit von Regenerator und Wärmeübertragern soll ebenso möglich sein wie die Implementierung zusätzlicher Stufen oder verschiedener Methoden der akustischen Leistungsentnahme. Letztere soll entweder über eine rein akustische Last (Helmholtz-Resonator) oder einen akustisch-elektrischen Wandler (bidirektionale Turbine) möglich sein, welche entsprechend entworfen und aufgebaut werden müssen.

Bezüglich der primären Untersuchungsziele muss der Stutzen in seiner Position und Länge variabel sein. Eine Strömungskontrolle zur Überwachung und Minderung einer umlaufenden Rohrströmung (Gedeon-Strömung) sollte in die Rohrschleife implementiert werden. Die akustische Last soll eine Variation der akustischen Impedanz ermöglichen und sich an verschiedenen Positionen des Systems integrieren lassen. Der heißseitige Wärmeübertrager muss in der Lage sein, dem Motor Wärme aus einer elektrischen Wärmequelle bei definierter Temperatur oder Leistung zuzuführen. Dahingegen soll der kaltseitige Wärmeübertrager Wärme gezielt an eine Wärmesenke abführen und die kaltseitige Temperatur in engen Grenzen regeln können. Darüber hinaus ist die Implementierung und Kühlung

eines sekundären kaltseitigen Wärmeübertragers notwendig, welcher die Erhitzung des Systems limitieren soll. Die akustische Last wandelt akustische Leistung in Dissipationswärme um. Eine Kühlung ist erforderlich. Um einer stationären, umlaufenden Rohrströmung begegnen zu können, müssen Maßnahmen zur Unterdrückung oder zumindest zur Verringerung getroffen werden. Bezüglich des Arbeitsgases soll eine Befüllung des Systems mit verschiedenen Gasen möglich sein. Primär soll Argon verwendet werden. Ein Betrieb mit Stickstoff oder Helium ist denkbar.

Die Struktur muss erhöhten Gasdrücken standhalten und die Sicherheit zu jeder Zeit gewähren können. Zur Charakterisierung und Regelung der Betriebszustände ist die Messung sowie softwareseitige Datenerfassung und -auswertung notwendig. Das betrifft die Steuerung des zugeführten Wärmestroms, die Aufnahme des Temperaturprofils entlang des thermoakustischen Kerns und die Erfassung der akustischen Parameter entlang der Rohrschleife. Darüber hinaus ist eine Bestimmung der akustischen Lastentnahme erforderlich. Der Versuchsstand soll nach Möglichkeit auf einer frei beweglichen, gerüstartigen Halterung untergebracht werden. Diese stützt nicht nur den thermoakustischen Motor, sondern auch alle wesentlichen Subsysteme. Umbauten im Laboralltag werden somit erleichtert. Ein allgemeiner Anforderungskatalog kann der Tabelle 6.1 entnommen werden. Die Abb. 6.1 zeigt den schematischen Aufbau des Versuchsstandes mit all seinen Subsystemen.

**Tabelle 6.1:** Liste der wesentlichen Anforderungen an die Subsysteme des Versuchsstandes

Subsystem	Anforderungen
Thermoakustischer Motor	<ul style="list-style-type: none"> <li>- Modularer Aufbau, bestehend aus allen Komponenten des Kernabschnitts sowie der Rohrschleife mit Stutzen</li> <li>- Stutzen muss in Länge und Position veränderbar sein</li> <li>- strukturelle Belastbarkeit mit Betriebsdrücken und -temperaturen</li> <li>- Schnittstellen zu allen anderen Subsystemen</li> </ul>
Strömungskontrolle	<ul style="list-style-type: none"> <li>- Maßnahmen zur Minderung umlaufender Rohrströmung (Gedeon-Strömung)</li> </ul>
Akustische Last	<ul style="list-style-type: none"> <li>- Helmholtz-Resonator mit variabler Impedanz und änderbarer Position</li> </ul>
Akustisch-elektrischer Wandler (Bidirektionale Turbine)	<ul style="list-style-type: none"> <li>- Entwurf und Aufbau eines funktionsfähigen Prototypens bestehend aus Turbine, Generator und variabler elektrischer Last (Demonstrator)</li> <li>- Implementierung an geeigneter Position im thermoakustischen Motor</li> </ul>
Wärmezufuhr	<ul style="list-style-type: none"> <li>- Elektrische Heizpatronen mit regelbarer Wärmeleistung bis 2500 W</li> <li>- Temperaturbeständig bis 550°C</li> </ul>
Wärmeabfuhr	<ul style="list-style-type: none"> <li>- Kühlung aller Wärmeübertrager und der akustischen Last über einen Wasserkühlkreislauf mit regelbarer Temperatur/Kühlleistung</li> </ul>
Gasversorgung	<ul style="list-style-type: none"> <li>- Betrieb mit verschiedenen Arbeitsgasen (Argon, Stickstoff, Helium)</li> <li>- Betriebsdrücke bis 25 bar einstellbar</li> </ul>
Datenerfassung/ Datenauswertung/ Steuerung	<ul style="list-style-type: none"> <li>- Erfassung von Temperaturmesswerten</li> <li>- Erfassung akustischer Leistungsparameter in Rohrschleife und Last</li> <li>- Steuerung der elektrischen Heizpatrone</li> </ul>
Halterung	<ul style="list-style-type: none"> <li>- Vereinigung aller Subsysteme auf einem beweglichen Gerüst</li> </ul>

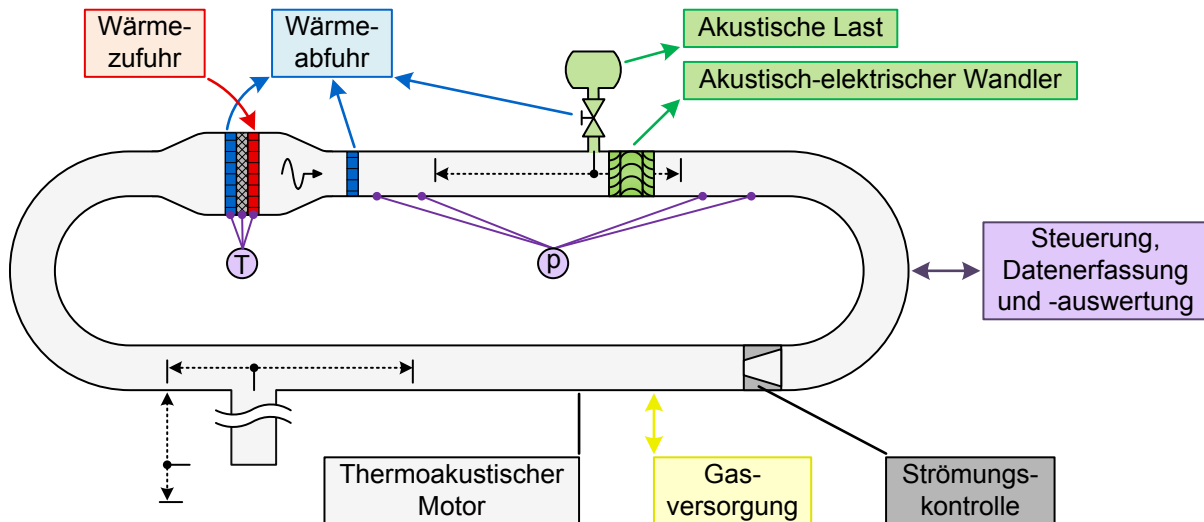


Abbildung 6.1: Schematische Übersicht zu den Subsystemen des Versuchsstandes

## 6.2 Thermoakustischer Motor

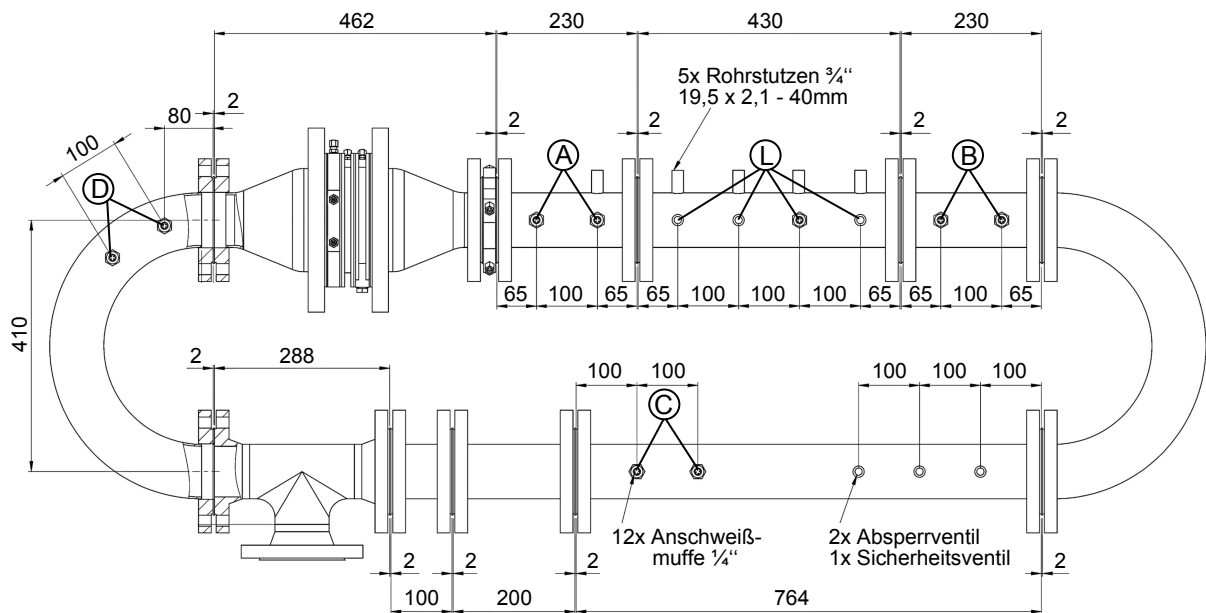
Der thermoakustische Motor stellt das Herzstück des thermoakustischen Versuchsstandes dar. Sein struktureller Aufbau muss die Umsetzung aller Versuchsziele erlauben. Eine Vorauslegung des thermoakustischen Systems mit dem Simulationsprogramm DeltaEC hat stattgefunden und wurde sukzessive an die fertigungstechnischen und betriebsbedingten Anforderungen angepasst. Dieser Abschnitt befasst sich vorwiegend mit dem konstruktiven Entwurf und Aufbau aller Komponenten des Motors. Eine detailliert Beschreibung des Simulationsmodells erfolgt in Abschnitt 7.1.

### 6.2.1 Struktureller Rohrleitungsbau

Die Konstruktion erfolgt aus genormten Edelstahlteilen (Werkstoff: Chrom-Nickel Stahl 1.4301) der Druckstufe PN40. Sie erfüllen die Anforderung eines modularen Aufbaus, welcher mit bis zu 25 bar betrieben werden kann und lokalen Temperaturen von bis zu 550 °C standhält. Die einzelnen Rohrabchnitte sind über Anschweißflansche miteinander verbunden. Eine Abdichtung erfolgt mit Flachdichtungen aus Graphit mit einer Dicke von 2 mm. Für die Rohre der Rohrschleife wurde ein Nenndurchmesser DN80 verwendet, welcher sich im Kernabschnitt auf DN150 weitet. Das System hat eine Gesamtlänge von 4,01 m. Eine Druckprüfung wurde mit Wasser als Prüfmedium (37 bar, 16 °C) durchgeführt und erfolgreich bestanden. Nachfolgend werden die konstruktiven Details von Rohrschleife und Kernabschnitt erläutert.

#### 6.2.1.1 Rohrschleife

Abbildung 6.2 zeigt den Aufbau der Rohrschleife inklusive des 462 mm langen Kernabschnitts. Bei dem Nenndurchmesser DN80 haben die nahtlos geschweißten Edelstahlrohre einen Innendurchmesser von 82,5 mm und eine Wanddicke von 3,2 mm. Dies tritt auch für die beiden 180° Rohrbögen zu, welche einen Biegeradius von 205 mm aufweisen. Die Rohrschleife ist modular aus Abschnitten unterschiedlicher Funktion aufgebaut. Sie besitzt diverse Schnittstellen für andere Subsysteme.



**Abbildung 6.2:** Fertigungszeichnung des thermoakustischen Motors mit Schnittstellen zur akustischen Last (Rohrstutzen), zum Stutzen (T-Stück), zur Gasversorgung (Muffen für Ventile) und zu den Drucksensoren (Muffen an den Positionen A, B, C, D und L)

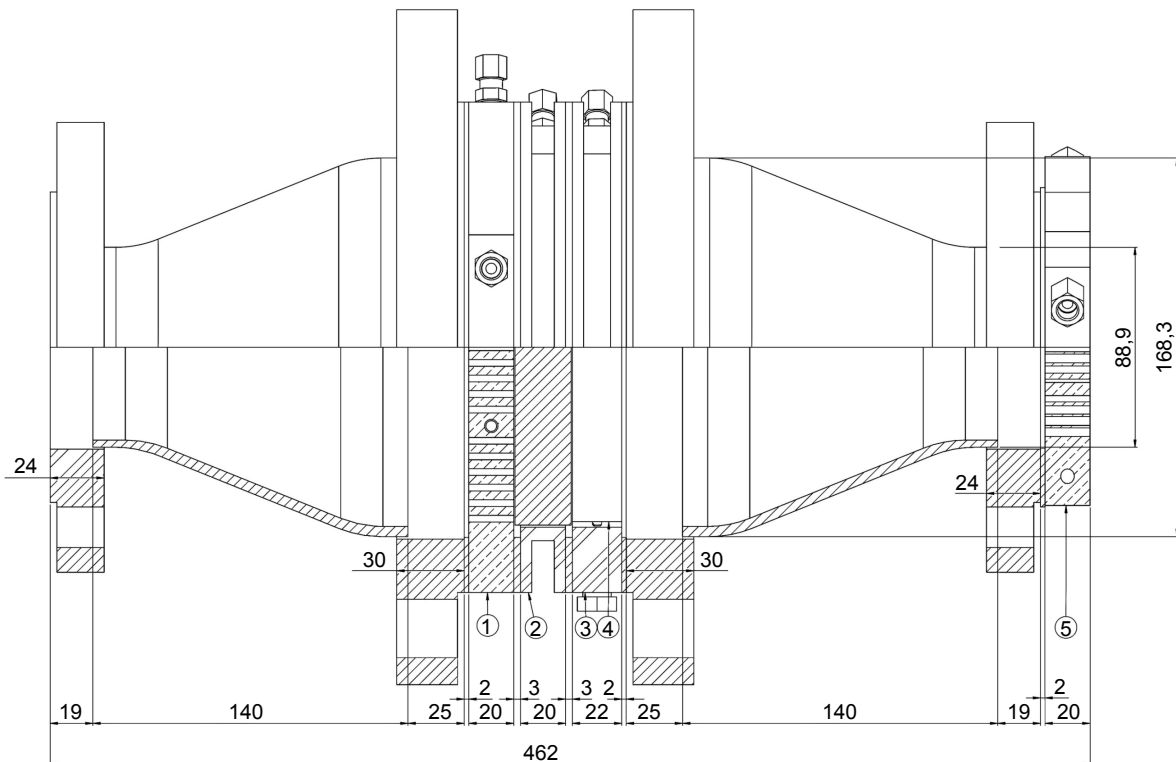
Über das T-Stück ist eine Anbindung des Stutzens möglich. Im Zusammenspiel mit den 100 mm bzw. 200 mm langen Rohrstücken lässt sich die Stutzenposition schrittweise ändern. Insgesamt können vier unterschiedliche Positionen realisiert werden, die im Abstand von etwa 100 mm liegen.

Der Anschluss der akustischen Last (Helmholtz-Resonator) ist an fünf Positionen über eine Klemmrohrverschraubung möglich. Die Anschlussstutzen weisen in der Regel einen Abstand von 100 mm auf. Sie besitzen eine Länge von 40 mm und ein Nennmaß von  $\frac{3}{4}$  Zoll mit einem Außendurchmesser von 19 mm und einer Wanddicke von 2,1 mm (Swagelok SS-T12-S-083). Sie sind zum Rohrverschraubungssystem der Marke Swagelok kompatibel. Nicht verwendete Stutzen können mit Rohrverschlusskappen (Swagelok SS-1210-C) abgedichtet werden. Alternativ zum Anschluss des Helmholtz-Resonators lässt sich die bidirektionale Turbine innerhalb des entnehmbaren 430 mm langen Rohrabchnitts einsetzen.

Die Anbindung der Gasversorgung erfolgt über drei Anschweiß-Gewindemuffen (je eine für die Befüllung, das Abblasen und das Sicherheitsventil). Die restlichen zwölf Anschweiß-Gewindemuffen besitzen ein  $\frac{1}{4}$  Zoll Innengewinde und ermöglichen den Anschluss von Drucksensoren, welche für die Datenerfassung des akustischen Feldes benötigt werden. Nicht verwendete Muffen lassen sich über einen Gewindestopfen und PTFE-Gewindedichtband gasdicht verschließen.

#### 6.2.1.2 Kernabschnitt

Die Abbildung 6.3 stellt eine Detailzeichnung des Kernabschnitts dar. Der Übergang vom Rohrschleifenquerschnitt zum Querschnitt der thermoakustischen Kernelemente wird beidseitig über eine konzentrische Reduzierung von DN150 auf DN80 erreicht. Am weiten Ende besitzen die Reduzierungen einen Innendurchmesser von 159,3 mm bei einer Wanddicke von 4,5 mm. Der Anschluss an die Rohrschleife erfolgt über Flanschverbindungen.

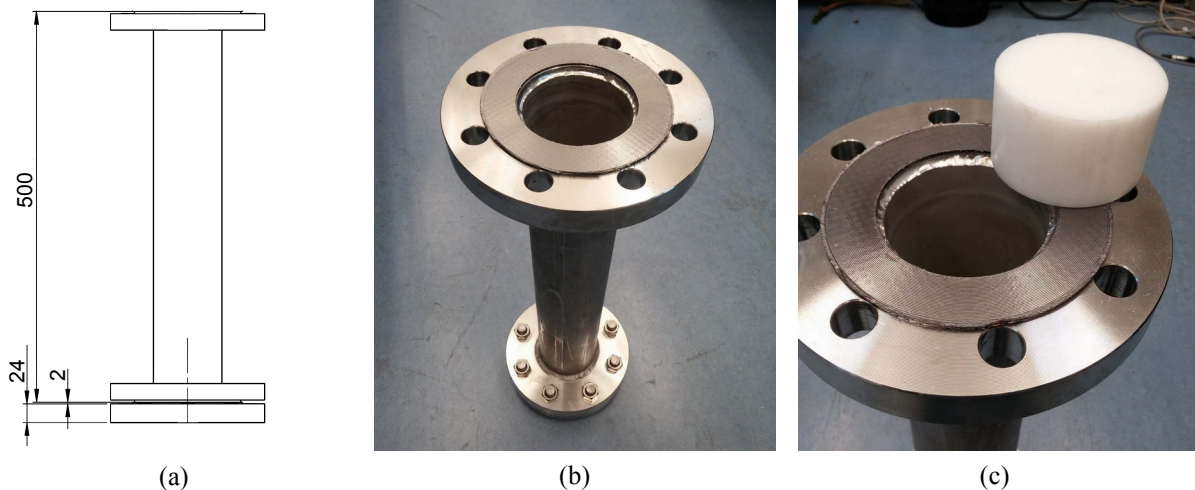


**Abbildung 6.3:** Detailzeichnung des Kernabschnitts: ① kaltseitiger Wärmeübertrager, ② Hülle des Regenerators, ③ Hülle des heißseitigen Wärmeübertragers, ④ heißseitiger Wärmeübertrager; ⑤ sekundärer kaltseitiger Wärmeübertrager

Die Elemente des thermoakustischen Kerns (kaltseitiger Wärmeübertrager, Regeneratorhülle und Hülle des heißseitigen Wärmeübertragers) werden axial zwischen den großen Flanschen der Reduzierungen verklemt. Der nötige Anpressdruck wird über die Flanschverschraubung aufgebracht. Die radiale Fixierung der Kernelemente erfolgt über eine formschlüssige Haltung durch die angrenzenden Schrauben. Beim sekundären kaltseitigen Wärmeübertrager wird das gleiche Prinzip angewendet.

Zwischen den Kernelementen wurden spezielle Flachdichtungen aus veredeltem Phlogopit-Glimmer mit einer Einlage aus Edelstahlstreckmetall verwendet (Markenname: novaMICA THERMEX). Sie besitzen neben einer hohen Temperaturbeständigkeit auch eine sehr geringe Wärmeleitfähigkeit von  $0,3 \text{ W/mK}$ . Auf diese Weise sollen die Wärmeleitungsverluste zwischen heiß- und kaltseitigem Wärmeübertrager reduziert werden. Zur Verringerung von Wärmeverlusten durch äußere Konvektion sind die Reduzierungen des Kernabschnitts mit Steinwolle umwickelt.

Durch die ausschließliche Verwendung von Schraub- und Klemmverbindungen ermöglicht der Entwurf einen vergleichsweise einfachen Austausch aller Kernelemente. Hierfür muss zunächst der gesamte Kernabschnitt aus der Rohrschleife entfernt werden, um ihn anschließend zu demontieren. Die Kernelemente können ohne großen Aufwand ausgetauscht werden. Bei Längenanpassung der gegenüberliegenden Rohrschleifenhälfte ist auch eine Längenvariation der Kernelemente realisierbar. Diese Flexibilität würde auch Studien zu geometrischen Parametern von Wärmeübertragern und Regenerator erlauben. Es sei erwähnt, dass der Zugang der Temperaturmesstechnik direkt über die Kernelemente erfolgt und in entsprechenden Abschnitten behandelt wird.



**Abbildung 6.4:** Stutzen (a) Fertigungszeichnung, (b) Fertigungsteil, (c) Einlage aus POM zur Variation der akustischen Stutzenlänge

### 6.2.1.3 Stutzen

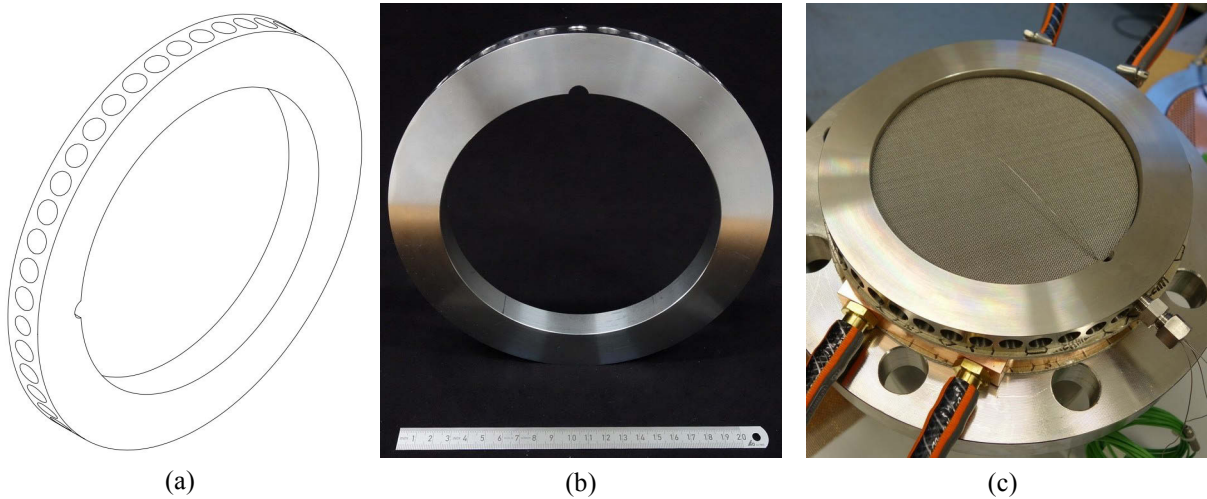
Wie auch für die anderen Rohrschleifenelemente wird für den Stutzen ein Edelstahlrohr mit dem Nenndurchmesser DN80 verwendet. Die Abb. 6.4 zeigt seinen Aufbau. Er besitzt eine Länge von 500 mm, wird am unteren Ende von einem Blindflansch abgeschlossen und kann über das offene Ende mit dem T-Stück der Rohrschleife verschraubt werden. Die akustische Stutzenlänge lässt sich mittels Einlagen ändern. Hierfür wurde Rundmaterial aus POM verwendet. Das Ausgangsmaterial besitzt einen Durchmesser von 80 mm. Die 50 mm starken Teilstücke lassen sich einzeln in den Stutzen einlegen. Da der Stutzen in vertikaler Richtung verbaut wird, ist kein Hinausrutschen der Teilstücke zu befürchten. Es hat sich allerdings gezeigt, dass einzelne Teilstücke von den akustischen Schwingungen angeregt und gegeneinander geschlagen werden können. Eine Verklebung mit Schmelzklebstoff behebt dieses Problem. Alternativ ist eine Befüllung des Stutzens mit Wasser möglich.

## 6.2.2 Regenerator

Der Regenerator ist das zentrale Bauteil des Systems. In ihm findet die thermoakustische Wandlung statt. Er besteht aus einer feinen, porösen Struktur mit sehr gutem thermischem Kontakt zum Arbeitsgas. Die angrenzenden Wärmeübertrager erzeugen einen positiven Temperaturanstieg in Richtung der Wellenausbreitung und ermöglichen seine Funktion. Für den Versuchsaufbau werden übereinander gestapelte Gewebe aus Edelstahldraht (Material 1.4301) verwendet. Der Gewebestapel wird axial von den benachbarten Wärmeübertragern fixiert und radial von der Regeneratorhülle gehalten. Abbildung 6.5 zeigt die Bestandteile des Regenerators.

Die Regeneratorhülle ist aus Edelstahl gefertigt und besitzt eine ringförmige Struktur. Eine Abdichtung zu den anliegenden Wärmeübertragern erfolgt über Flachdichtungen der Größe DN150. Die Größe der beidseitigen Dichtflächen entspricht mit einem Innendurchmesser von 160 mm und einem Außendurchmesser von 218 mm den Anforderungen der Dichtung. Um Wärmeleitungsverluste zwischen dem heiß- und kaltseitigen Wärmeübertrager gering zu halten, enthält der Umfang der Regeneratorhülle eine Vielzahl radialer Sackbohrungen.





**Abbildung 6.5:** Teile des Regenerators (a) Konstruktionsskizze der Regeneratorhülle, (b) gefertigte Regeneratorhülle, (c) in die Regeneratorhülle eingelegte Drahtgewebe

Durch Verringerung des Materialquerschnitts erhöhen sie den Wärmewiderstand in axialer Richtung ohne zu strukturellen Nachteilen zu führen. Darüber hinaus befindet sich am Umfang eine Durchgangsbohrung für Temperaturmessfühler zur Temperaturbestimmung an verschiedenen axialen Positionen des Regenerators. Die Regeneratorhülle besitzt eine Materialdicke von 20 mm.

Die gestapelten Edelstahldrahtgewebe bilden den eigentlichen Regenerator und werden in den Innenbereich der Regeneratorhülle eingelegt. Der Stapel besitzt eine Dicke von 26 mm und gleicht damit die Dicke der Dichtungen aus. Jede Geweberonde besitzt einen Durchmesser von 158 mm. Das Gewebe ist über den Drahtdurchmesser  $d_{\text{Draht}}$  und die Maschenzahl  $n_{\text{Draht}}$  charakterisiert. Die letztgenannte Größe beschreibt die Anzahl der Drähte je Länge, häufig bezogen auf die Einheit 1/Zoll. Für den thermoakustischen Betrieb sind diese Werte eher nebensächlich. Von viel größerer Bedeutung sind die sich für den Gewebestapel ergebene Porosität  $\phi_{\text{REG}}$  und der hydraulische Radius  $r_h$ . Beide Größen können mit Drahtdurchmesser und Maschenzahl bestimmt werden [1]:

$$\phi_{\text{REG}} = 1 - \frac{\pi \cdot n_{\text{Draht}} \cdot d_{\text{Draht}}}{4}, \quad (6.1)$$

$$r_h = d_{\text{Draht}} \cdot \frac{\phi_{\text{REG}}}{4(1 - \phi_{\text{REG}})}. \quad (6.2)$$

Aus den Ergebnissen von Abschnitt 3.3.2 ist bekannt, dass die Porosität möglichst hoch gewählt werden sollte. Der gewünschte hydraulische Radius ergibt sich in Abhängigkeit der thermischen Eindringtiefe von der anvisierten Lautrec-Zahl. Diese Anforderungen werden rechnerisch von verschiedenen Kombinationen aus Drahtdurchmesser und Maschenzahl erfüllt. Ein hoher Drahtdurchmesser reduziert die Anzahl benötigter Gewebelagen.

Für die Versuchsdurchführung sind Experimente mit dem Arbeitsgas Argon bei zwei verschiedenen Betriebsdrücken geplant; zunächst unter atmosphärischem Druck bei 1 bar und anschließend mit erhöhtem Druck bei 20 bar. Der gewählte Betriebsdruck besitzt einen starken Einfluss auf die thermische Eindringtiefe und erfordert die Arbeit mit zwei verschiedenen Drahtgeweben. Für die atmosphärischen Versuche wird ein Drahtgewebe der Firma Körner verwendet.

**Tabelle 6.2:** Kennwerte des Regenerators für atmosphärischen Druck (1 bar) und erhöhtem Druck (20 bar)

Größe	Symbol	1 bar	20 bar	Einheit
Maschenzahl	$n_{\text{Draht}}$	36,3	180	(1/Zoll)
Drahtdurchmesser	$d_{\text{Draht}}$	200	45	( $\mu\text{m}$ )
Dicke des Gewebestapels	-	26	26	(mm)
Anzahl gestapelter Gewebe	-	65	280	(-)
Porosität	$\phi_{\text{REG}}$	0,776	0,750	(-)
Hydraulischer Radius	$r_h$	173	33,7	( $\mu\text{m}$ )
Thermische Eindringtiefe (Argon; 70 Hz; 150 °C)	$\delta_\kappa$	428	97,6	( $\mu\text{m}$ )
Lautrec-Zahl	$N_L$	0,404	0,345	(-)

Die Versuche bei 20 bar erfolgen mit einem deutlich feineren Gewebe der Firma Weisse & Eschrich. Die Tabelle 6.2 fasst die Kennwerte zusammen. Die thermische Eindringtiefe wurde für die durchschnittlich in der Regeneratormitte zu erwartenden Betriebsbedingungen bestimmt. In Abhängigkeit der tatsächlichen Bedingungen kann sie deutlich von den dargestellten Werten abweichen.

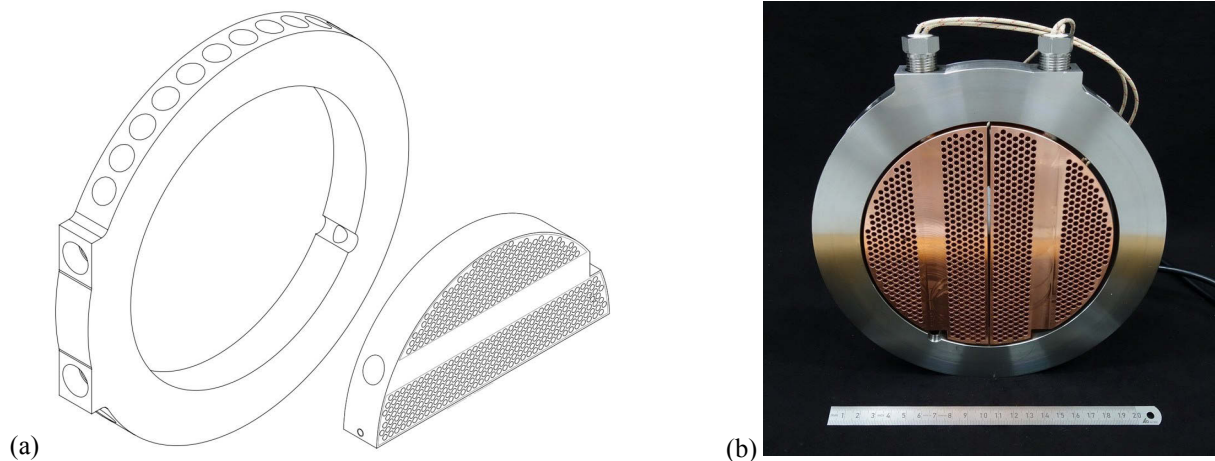
### 6.2.3 Wärmeübertrager

Aufgabe der Wärmeübertrager ist es, eine Temperaturdifferenz entlang des zwischenliegenden Regenerators aufzubauen und einen Prozesswärmestrom zur Verfügung zu stellen. Die Wärmeübertrager stellen das thermische Bindeglied zwischen dem inneren Prozess und der äußeren anwendungsspezifischen Wärmequelle bzw. -senke dar. Um den Anforderungen in optimaler Weise gerecht zu werden, gilt es beim Entwurf ein Kompromiss zwischen verschiedenen Zielkonflikten zu finden. Einerseits ist ein hoher Wärmeübergang zwischen äußerer Wärmequelle und innerer Wärmbereitstellung erforderlich. Dieser begünstigt eine minimale Temperaturdifferenz und geringe exergetische Energieverluste. Andererseits müssen thermoviskose Dissipationsverluste auf der akustischen Seite begrenzt werden. Der Druckabfall der äußeren Thermofluide (im Niedertemperaturbereich häufig Thermalöle als Wärmezufuhr und wässrige Lösungen als Wärmeabfuhr) sollte gering sein, um die benötigte Pumpenleistung zu minimieren. Weitere Faktoren sind niedrige Fertigungskosten und Risikomanagement.

Für den Versuchsaufbau werden röhrenförmige Wärmeübertrager verwendet. Sie bestehen im Wesentlichen aus einer mit Bohrungen durchsiebten Kupferplatte. Die Bohrungen sind parallel zur Oszillationsrichtung der Schallwelle ausgerichtet. Hierzu quer befindliche Bohrungen ermöglichen einen Wärmeaustausch zur äußeren Wärmequelle bzw. -senke. Wärme wird über elektrische Heizpatronen zugeführt und mittels einer Wasserkühlung abgeführt. Entwurfsprinzipien und Aufbau des heiß- und der beiden kaltseitigen Wärmeübertrager werden nachfolgend erläutert.

#### 6.2.3.1 Heißseitiger Wärmeübertrager

Der heißseitige Wärmeübertrager setzt sich aus einem Innenbereich und einem Außenbereich zusammen. Er ist in Abb. 6.6 dargestellt. Der Innenbereich bildet den eigentlichen Wärmeübertrager. Er beinhaltet zwei symmetrische, halbkreisförmige Kupferplatten.

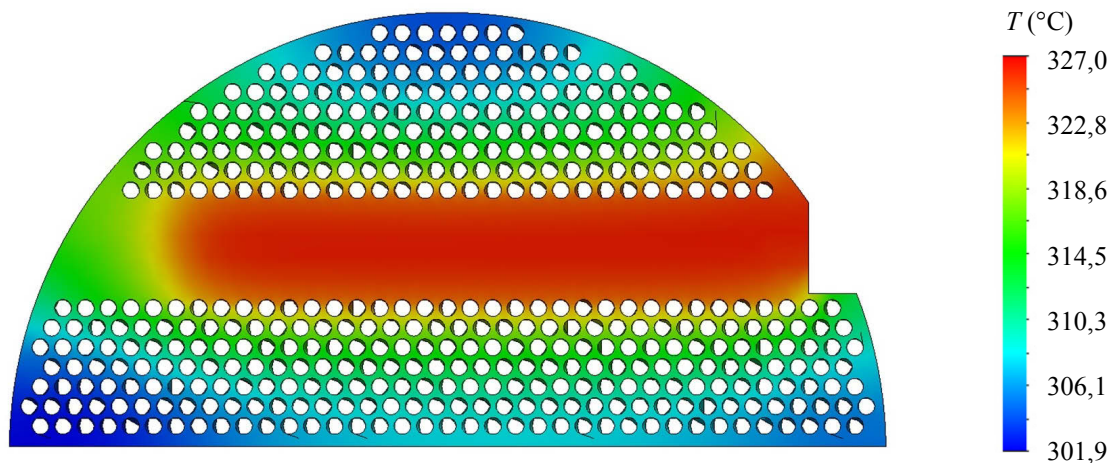


**Abbildung 6.6:** Heißseitiger Wärmeübertrager (a) Konstruktionsskizze der äußeren Hülle und einer Wärmeübertragerhälfte, (b) montierte Baugruppe mit installierten Heizpatronen

Ein Spalt bildet die physikalische Trennung zur äußeren Hülle aus Edelstahl. Jede Kupferplatte ist mit einem regelmäßigen, hexagonalen Bohrungsmuster versehen. Bei einem Lochabstand von 4mm beträgt der Bohrungsdurchmesser 3mm. Je Platte ergeben sich 443 Bohrungen. Zur Begünstigung der Gasströmung sind die Bohrungen beidseitig mit einer Fase von 0,4mm versehen. Alle Teile sind 22mm stark. Die beiden Innenteile sind außerdem mit je einer Längsbohrung ausgestattet, deren Zweck die Aufnahme einer elektrischen Heizpatrone ist. Von diesen werden sie gleichzeitig in axialer Richtung gehalten. Gewindestifte stellen eine radiale Fixierung der Innenteile sicher. Die Heizpatronen sind mit der Außenhülle verschraubt und lose in die Innenteile eingeschoben.

Die konstruktive Lösung verfolgt eine klare Funktionstrennung. Der Innenbereich ist für die Wärmeübertragung zuständig, während die Hülle die Funktion einer Halterung und Abdichtung erfüllt. Die Abdichtung zu den benachbarten Bauteilen (Regeneratorhülle und Flansch der Reduzierung) erfolgt über Dichtflächen für Flachdichtungen mit Nennmaß DN160. Entsprechend besitzt der Hüllring einen Außendurchmesser von 218mm und einen Innendurchmesser von 160mm. Der äußere Umfang ist einseitig abgeflacht und mit zwei Gewindebohrungen versehen (Durchmesser 12,7mm). Hierüber können die Heizpatronen eingeführt und dichtend verschraubt werden. Eine weitere, kleinere Durchgangsbohrung sieht die Durchführung von Thermoelementen vor. Um Wärmeleitungsverluste zu reduzieren, soll die Hülle wenig Wärme aus dem Innenbereich aufnehmen können und einen erhöhten Wärmewiderstand zu den angrenzenden Bauteilen aufweisen. Sie besteht aus Edelstahl und ist über einen 2,5mm starken Spalt von den Innenteilen getrennt. Darüber hinaus sind am Außenumfang radiale Sackbohrungen eingebracht, welche die effektive Materialdicke mindern ohne die strukturelle Integrität zu gefährden (axialer Anpressdruck). Im montierten Zustand besitzt die von der Außenhülle umschlossene Fläche eine Porosität von 0,366.

Für die Einleitung des Wärmestroms werden zwei identische Heizpatronen genutzt. Eine Beschreibung dieser erfolgt weiter unten in Abschnitt 6.6. Die Verwendung von zwei Patronen ist erforderlich, um einerseits den notwendigen Wärmestrom von maximal 2500W zu erreichen und andererseits eine möglichst gleichmäßige Temperaturverteilung zu erzielen. Der Entwurf zweier symmetrischer Kupferteile vereinfacht die Montage der Baugruppe und toleriert kleine Abweichungen zwischen den Bohrungsachsen der Außenhülle und denen der Innenteile.



**Abbildung 6.7:** Thermalsimulation für die Temperaturverteilung in einem Innenteil des heißseitigen Wärmeübertragers bei einem Wärmeeintrag (1000 W bei 327 °C) über die Heizpatronenbohrung und einem Wärmeentzug über die gesamte Außenfläche

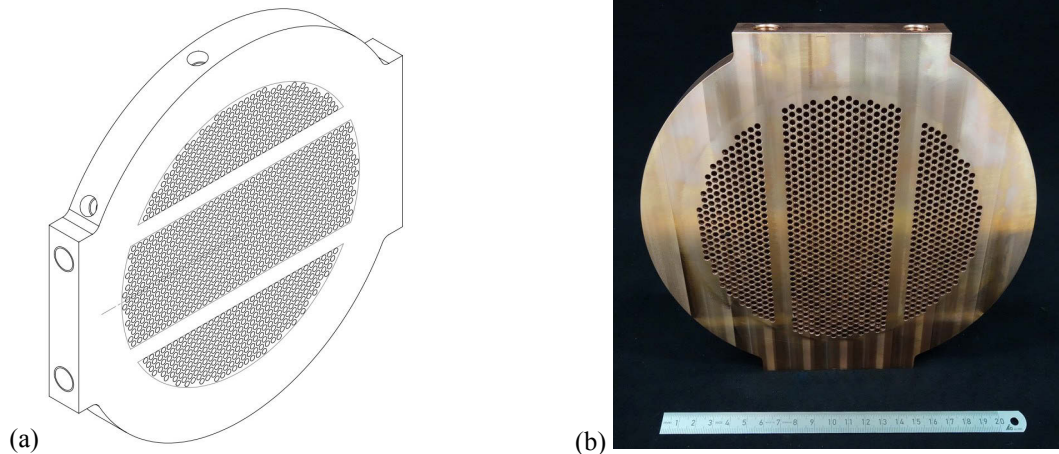
Die Verschraubung der Heizpatronen erfordert die Verwendung von  $\frac{3}{8}$  Zoll NPT-Innengewinden. Die Materialdicke aller Teile wird so auf 22 mm festgesetzt. Die Innenteile besitzen am ausgeschnittenen Bereich eine kleine Bohrung. Sie verläuft parallel zu den Heizpatronen und endet in Höhe derer Einschraubtiefe. In die Bohrungen können Temperaturmessfühler eingeführt werden. Sie messen annähernd die maximale Temperatur des Kupfers und werden zur Regelung der Wärmezufuhr genutzt.

Zur Bestimmung des Wärmeübergangs in den kupfernen Innenteilen sind drei separate Wärmeübertragungen zu berücksichtigen. Der Richtung des Wärmestroms folgend wird zunächst Wärme von der Heizpatrone auf das Kupfermaterial übertragen. Kupferleitpaste sowie eine enge Passung zwischen Bohrung und Patronendurchmesser (0,1 mm Spiel) begünstigen den Wärmeübergang.

Als nächstes verbreitet sich die Wärme innerhalb des Kupferteils. Die Position der Heizpatronen ist dahingehend optimiert, dass eine möglichst ausgeglichene Temperaturverteilung entsteht. Der Prozess ist abhängig von der Wärmeleitfähigkeit des Materials, der zur Wärmeleitung verfügbaren Querschnittsfläche und dem Abstand zur Wärmequelle. Abbildung 6.7 zeigt die Thermalsimulation einer Wärmeübertragerhälfte. Der Wärmeeintrag (1000 W bei 327 °C) erfolgt an der Kontaktfläche zwischen Heizpatrone und Wärmeübertrager, der Wärmeentzug gleichmäßig über die gesamte Außenfläche. Die Wärmeleitung führt zu einer Temperaturspreizung von bis zu 25 K zwischen den heißesten und kältesten Strukturbereichen, womit die durchschnittliche Temperatur der Struktur signifikant unterhalb derer des Wärmeeintrags liegt.

Zum Schluss muss die Wärme von der Struktur auf das oszillierende Gas übertragen werden. Dies erfolgt hauptsächlich über die Bohrungsinnenfläche entsprechend der in Abschnitt 3.2.3 diskutierten thermodynamischen Vorgänge. Bei gegebener Bohrungslänge ist der Wärmeeintrag vom Bohrungsdurchmesser abhängig und steigt an, bis der hydraulische Radius der thermischen Eindringtiefe entspricht. Für die Wahl des Bohrungsdurchmessers ist ein Kompromiss zwischen gutem Wärmeübergang und vertretbarem Fertigungsaufwand zu suchen. Bezüglich der Versuchsziele erfüllt ein Durchmesser von 3 mm beide Anforderungen in genügendem Maße. Es sei erwähnt, dass der Wärmeeintrag durch die Nutzung von Lamellenwärmeübertragern deutlich verbessert werden könnte.





**Abbildung 6.8:** Kaltseitiger Wärmeübertrager (a) Konstruktionsskizze, (b) Fertigungsteil

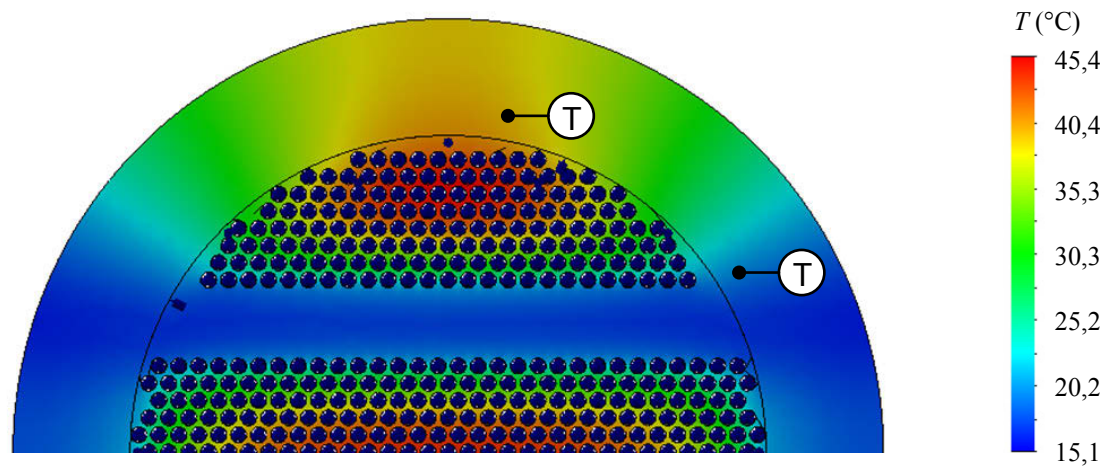
### 6.2.3.2 Kaltseitige Wärmeübertrager

Der kaltseitige Wärmeübertrager besteht aus einer annähernd kreisrunden Kupferplatte mit einer Dicke von 20 mm. Sein prinzipieller Aufbau ähnelt dem des heißseitigen Wärmeübertragers. Da neben der Kühlung auf akustischer Seite außerdem eine Kühlung der Motorstruktur wünschenswert ist, kann auf eine strukturelle Unterteilung verzichtet werden. Abbildung 6.8 zeigt den Aufbau des Wärmeübertragers anhand einer Konstruktionszeichnung und des gefertigten Teils. Die Maße der ringförmigen Dichtfläche und des Bohrungsmuster sind mit denen des heißseitigen Wärmeübertragers identisch (Dichtfläche mit 218 mm Außendurchmesser und 160 mm Innendurchmesser; Bohrungsmuster mit 3 mm Lochdurchmesser und 4 mm Lochabstand). Insgesamt führen die 1183 Bohrungen zu einer Porosität von 0,42. Die Kupferplatte ist außerdem mit zwei durchgehenden Längsbohrungen (Durchmesser 6 mm) versehen. Diese stellen Strömungskanäle für die Wasserkühlung dar. Der Anschluss von Kühlschläuchen erfolgt über einschraubbare Schlauchtüllen. Zwei Sackbohrungen mit Innengewinde, die längs in den Außenbereich hineindringen, lassen die Installation von Temperaturmessfühlern zu.

Der kaltseitige Wärmeübertrager nimmt Wärme vom oszillierenden Arbeitsgas auf und führt sie an einen Wasserkreislauf ab. Analog zur vorhergehenden Analyse sind thermodynamisch drei verschiedene Wärmeübergänge zu unterscheiden. Über erzwungene Konvektion wird Wärme vom Gas über die Bohrungswandung auf die kupferne Struktur übertragen. Von dort erfolgt eine Wärmeleitung an die Oberfläche des Kühlkanals von wo aus die Wärme erneut über erzwungene Konvektion vom Feststoff an die Wasserströmung abgegeben wird.

Die optimale Position der Kühlkanäle wurde mit Hilfe einer Thermalsimulation ermittelt, die in Abb. 6.9 gezeigt wird. Aufgrund der Symmetrie ist die Simulation von nur einer Hälfte dargestellt. Bei einem Wärmeeintrag von 750 W über die Kontaktfläche zwischen Gas und Struktur und einer fixierten Temperatur des Kühlkanals von 15 °C ergibt sich eine Temperaturspreizung von bis zu 30 K.

Bei einem abzuführenden Wärmestrom  $\dot{Q}_{ab}$  von 1500 W kann die Erwärmung des Kühlwassers und die mittlere Temperaturdifferenz zwischen Wasser und Rohrwandtemperatur analytisch nach den Berechnungsvorschriften des VDI-Wärmeatlas [129] bestimmt werden (Anhang D.1). Mit einem Kühlwasserstrom von 0,2 l/s fällt die Erwärmung mit 1,8 K moderat aus. Die durchschnittliche Temperaturdifferenz zwischen Kühlwasser und der Innenwand des Wärmeübertragers beträgt 5,3 K.

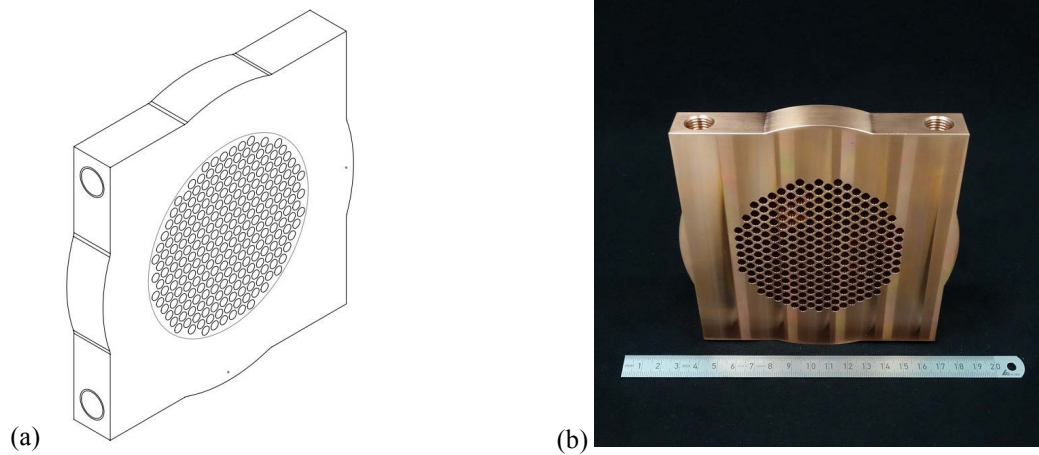


**Abbildung 6.9:** Thermalsimulation für die Temperaturverteilung in einer Hälfte des kaltseitigen Wärmeübertragers bei einem Wärmeeintrag von 750W über die Oberfläche des Innenbereichs und einer Wärmeabfuhr über die Innenoberfläche des Kühlkanals bei 15 °C

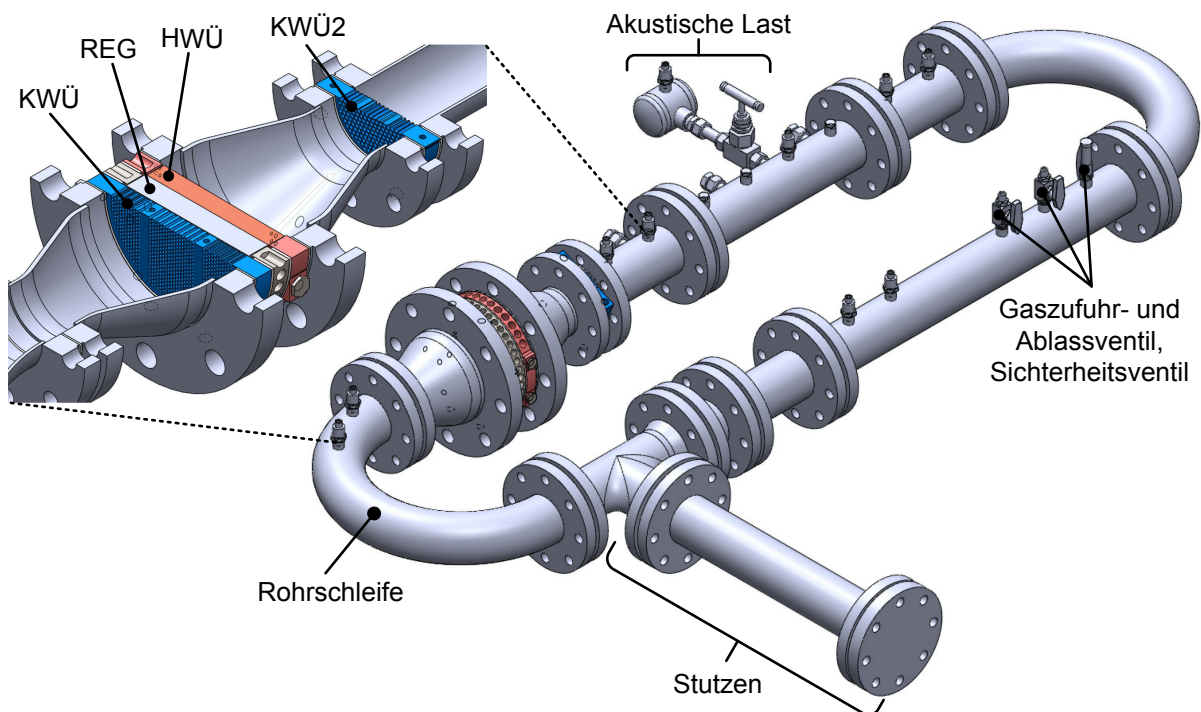
Zusammen mit den Ergebnissen der Wärmeleitungssimulation zeigt dies eindrücklich, dass die Temperatur der externen Wärmesenke (hier das Kühlwasser) nicht mit der intern wirkenden Temperatur an der Grenze zum Arbeitsgas verwechselt werden darf. Letztere war stets Simulationsgrundlage vorhergehender Kapitel.

Der sekundäre kaltseitige Wärmeübertrager soll ein Aufheizen des Systems außerhalb des Kernabschnitts begrenzen. Im Idealfall, bei dem ausschließlich eine oszillierende Gasströmung vorliegt, wird er nicht benötigt. Der hohe Wärmewiderstand der Edelstahlwandung und des Gases, verbunden mit einer natürlich, konvektiven Rohrkühlung von außen, führt automatisch zu einem Temperaturabfall in axialer Richtung. Bereiche in einiger Entfernung zum heißseitigen Wärmeübertrager erwärmen sich kaum noch. Wird der oszillierende Gasstrom jedoch von einer gerichteten Strömung überlagert (siehe Abschnitt 6.3) erfolgt ein signifikanter Wärmetransport entlang des Systems. Diesen gilt es zum Schutz der Messtechnik und zur Wahrung stationärer thermischer Bedingungen zu unterbinden.

Abbildung 6.10 zeigt den sekundären kaltseitigen Wärmeübertrager. Er besteht aus einer 20mm dicken Kupferplatte und besitzt beidseitig ringförmige Dichtflächen (138mm Außendurchmesser und 88mm Innendurchmesser). Seine Installation erfolgt klemmend zwischen den DN80 Flanschen der Reduzierung und der Rohrschleife. Der Innenbereich dient der Wärmeübertragung zwischen Gas und Struktur. Er weist ein hexagonales Bohrungsmuster mit einem Bohrungsdurchmesser von 4mm und einem Lochabstand von 5mm auf. Insgesamt führen die 253 Bohrungen zu einer Porosität des Innenbereichs von 0,595. Wegen der geringeren Ausmaße wurden die beiden Kühlkanäle für das Kühlwasser durch Längsbohrungen im Außenbereich des Wärmeübertragers realisiert. Die Kühlkanäle besitzen einen Innendurchmesser von 6mm und weisen an ihren Enden Gewinde auf, welche die Verschraubung von Schlauchtüllen ermöglichen. Da der sekundäre kaltseitige Wärmeübertrager im thermoakustischen Sinne keine Funktionalität besitzt, wird auf die Darstellung und Berechnung der thermischen Charakteristik verzichtet. Aufgrund der geringeren zu übertragenden Wärme kann davon ausgegangen werden, dass die einschlägigen Temperaturdifferenzen viel kleiner sind als beim kaltseitigen Wärmeübertrager.



**Abbildung 6.10:** Sekundärer kaltseitiger Wärmeübertrager (a) Konstruktionsskizze, (b) Fertigungsteil



**Abbildung 6.11:** CAD Modell des thermoakustischen Motors mit einem Schnitt durch den Kernabschnitt im der Detailansicht (KWÜ - kaltseitiger Wärmeübertrager; REG - Regenerator; HWÜ - heißseitiger Wärmeübertrager; KWÜ2 - sekundärer kaltseitiger Wärmeübertrager)

#### 6.2.4 Gesamtsystem des thermoakustischen Motors

Die Abb. 6.11 zeigt das CAD-Modell des gesamten Motors. Das Erscheinungsbild ist primär vom Rohrleitungsbau geprägt. Durch die Flanschverbindungen wirkt er gewaltiger, als er tatsächlich ist. Der Stutzen ist im realen Aufbau um 90° nach unten gedreht. Eine Schnittansicht zeigt den Kernabschnitt im Detail. Die Schraubverbindungen der Flansche sind nicht dargestellt. Mit der akustischen Last, den Ventilen der Gasversorgung und den eingeschraubten Drucksensoren sind darüber hinaus Teile anderer Subsysteme zu sehen.

### 6.3 Kontrolle der Gedeon-Strömung

Thermoakustische Motoren mit schleifenförmigem Aufbau begünstigen die Ausbildung einer schadhafte, umlaufenden Rohrströmung. Idealerweise gleichen sich positiver und negativer Halbzyklus der Schallbewegung gegenseitig aus. Die Strömung ist im zeitlichen Mittel nicht gerichtet, die Schwingung eines Gasteilchens erfolgt ortsgebunden. Der hohe Strömungswiderstand des Regenerators kann dazu führen, dass die Phasenverschiebung zwischen Gasdichte und Schallschnelle innerhalb einer Periode gestört wird [19]. Der Betrag des viskosen Druckverlustes ist dann richtungsabhängig und führt zur Bildung eines Druckgradienten entlang des Regenerators. Innerhalb der geschlossenen Rohrschleife bildet sich eine umlaufende Strömung in Ausbreitungsrichtung der Schallwelle aus. Diese überlagert die akustische Schwingung und mindert die Leistungsfähigkeit des Regenerators, zum einen weil Wärme vom heißseitigen Wärmeübertrager abtransportiert wird ohne thermoakustisch wirksam zu werden, zum anderen weil sich die wirksame Temperaturdifferenz entlang des Regenerators verringert. Gedeon [19] beschrieb das Phänomen als einer der ersten und bezeichnete den umlaufenden, gerichteten Massestrom als *DC-Strömung*. Zur besseren Abgrenzung von anderen Strömungstypen führte Swift [1] die Benennung *Gedeon-Strömung* ein, welche nachfolgend Verwendung findet.

#### 6.3.1 Theorie der Gedeon-Strömung

Für die Diskussion einer zeitlich gemittelten Strömung ist eine Erweiterung der akustischen Näherungsgleichungen erster Ordnung notwendig. Der durch die Gedeon-Strömung verursachte zeitlich gemittelte Massestrom zweiter Ordnung  $\dot{m}_2$  ergibt sich mit der Dichte  $\rho$ , dem Volumenstrom  $U$  und der Phasenverschiebung zwischen beiden Größen  $\cos(\varphi_{\rho U})$  zu [1]:

$$\dot{m}_2 = \frac{1}{2} |\rho_1| |U_1| \cos(\varphi_{\rho U}) + \rho_m U_2. \quad (6.3)$$

Das Subskript „1“ bezeichnet die Größen erster Ordnung, wohingegen das Subskript „2“ einen zeitunabhängigen Strömungsterm markiert. Da die Dichteschwankung stets proportional zur Druckschwankung ist,  $\rho_1 \sim p_1$ , ist der erste Term auf der rechten Seite von Gleichung (6.3) immer von Null verschieden, sobald akustische Leistung übertragen wird. Im Normalfall bildet sich hierdurch keine umlaufende Strömung aus, da eine direkte Rückströmung erfolgt. Der Regenerator mit seinem hohen viskosen Widerstand  $R_{v,2}$  verhindert allerdings die unmittelbare Rückströmung und verursacht den Aufbau eines Druckgradienten. Die entstehende Druckdifferenz  $\Delta p_{2,Gedeon}$  treibt eine Ausgleichsströmung entlang der Rohrschleife an – die Gedeon-Strömung mit dem zeitlich gemittelten Volumenstrom  $U_{2,Gedeon}$ . Mit Nutzung der Trägheitsgleichung zweiter Ordnung als Abwandlung der Gleichung (2.19) kann folgender Zusammenhang hergeleitet werden:

$$\Delta p_{2,Gedeon} = R_{v,2} U_{2,Gedeon}. \quad (6.4)$$

Werden keine Gegenmaßnahmen zur Erzwingung eines ausgleichenden, zeitunabhängigen Volumenstroms  $U_2$  unternommen, bildet sich in einer geschlossenen Rohrschleifengeometrie eine umlaufende Strömung aus. Die Folge ist ein schadhafter, konvektiver Wärmeverluststrom  $\dot{Q}_{Gedeon}$ :

$$\dot{Q}_{Gedeon} = \dot{m}_2 c_p (T_h - T_k). \quad (6.5)$$



$T_h$  und  $T_k$  sind die heiß- und kaltseitigen Temperaturen am Regenerator und  $c_p$  ist die isobare Wärmekapazität. Gedeon [19] hat gezeigt, dass der unbehandelte Massestrom proportional zur akustischen Leistung im Regenerator ist. Gleichung (6.3) kann daher umgeschrieben werden zu:

$$\dot{m}_2 = \frac{1}{2} |\rho_1| |U_1| \cos(\varphi_{\rho U}) \simeq \frac{\rho_m}{p_m} \dot{E}_2, \quad (6.6)$$

mit der aus Gleichung (2.33) bekannten akustischen Leistung  $\dot{E} = \dot{E}_2 = \frac{1}{2} |p_1| \cdot |U_1| \cdot \cos(\varphi)$ . Das Verhältnis zwischen dem Wärmeverluststrom und dem Leistungsgewinn über den Regenerator kann bis zu 2,5 betragen [59]. Die Unterdrückung der Gedeon-Strömung ist somit eine notwendige Bedingung, die den effizienten Betrieb eines thermoakustischen Motors nach Rohrschleifenbauart erst ermöglicht. Prinzipiell kann das Ziel auf zwei verschiedenen Wegen erreicht werden: entweder durch eine physikalische Blockade des Strömungsweges oder durch Aufprägung eines gegenläufigen, zeitunabhängigen Volumenstrom  $U_2$  in der Form, dass die Gleichung (6.3) null ergibt. Die erstgenannte Variante lässt sich in einfacher Weise durch Einbau einer flexiblen Membran umsetzen. Letztere ist mit der Verwendung von Strömungsdioden erreichbar.

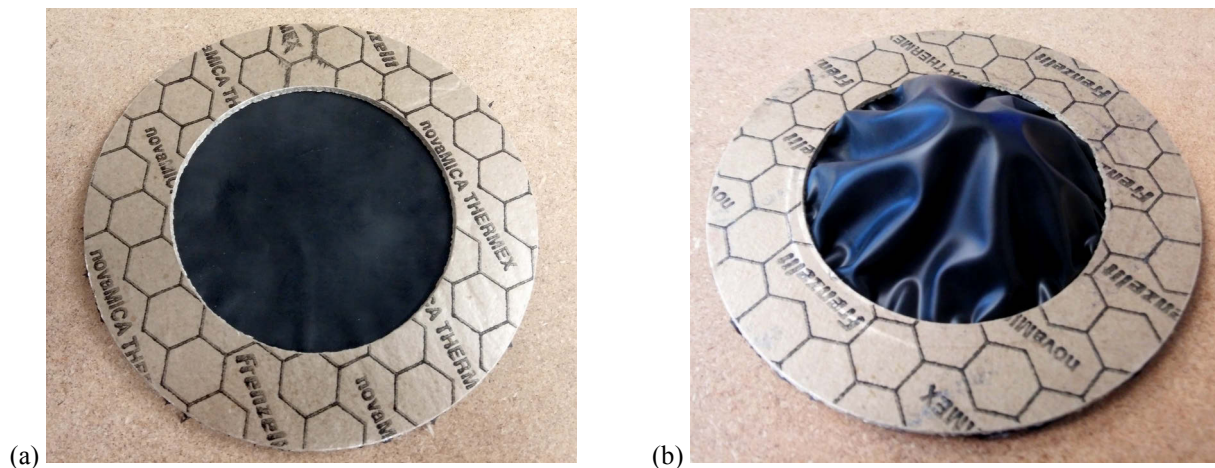
### 6.3.2 Membran

Die Membran blockiert den Strömungsweg und verhindert die von  $\Delta p_{2,Gedeon}$  angetriebene Ausgleichsströmung. Sie ist außerdem akustisch transparent. Die umlaufende Schallwelle kann sich auch weiterhin annähernd verlustlos ausbreiten. Aufgrund der simplen wie effizienten Lösung ist der Einsatz von Membranen in einschlägigen Aufbauten verbreitet [12], [20], [72], [78], [103], [130]. In etwas abgewandelter Form erfüllen auch Membranen zur akustisch-elektrischen Wandlung (z.B. Lautsprecher- oder piezoelektrische Membranen) den gleichen Zweck [15], [16], [95].

Trotz erfolgreicher Wirkung besitzt eine Membran den großen Nachteil, bei dauerhaftem Betrieb anfällig gegenüber Rissbildung zu sein und schließlich zu versagen. Ursache hierfür ist die häufige Wechselbelastung in Folge der oszillierenden Schallauslenkung. Das Risiko kann durch eine geeignete Einspannung der Membran reduziert werden. Positiv wirkt sich außerdem eine lokale Reduktion der Schallschnelle aus, die über eine Querschnittsaufweitung und/oder den Einbau an einer Position mit geringer Volumenstromamplitude erzielbar ist. Im thermoakustischen System, welches ansonsten ohne bewegliche Komponenten auskommt, stellt die Membran dennoch eine Schwachstelle dar.

Für die Durchführung der experimentellen Versuche sind die benannten Nachteile von geringer Bedeutung. Die Nutzung einer Membran zur Strömungsunterdrückung wird als wirksame, kosteneffiziente und simple Methode ausgewählt. Das für die Membran verwendete Material sollte beständig sein, aber gleichzeitig flexibel und dehnbar genug, um der Schallauslenkung möglichst widerstandsarm zu folgen. Latex erfüllt diese Anforderungen in genügender Weise.

Die Abb. 6.12(a) zeigt die eingesetzte 0,18mm starke Latex-Membran in radialer Halterung zwischen zwei Flachdichtungen (DN80). Eine Implementierung ist an jeder beliebigen Flanschverbindung der Rohrschleife möglich. Als Einbauposition bietet sich ein Bereich niedriger Volumenstromamplitude bzw. Schallauslenkung an. Im einstufigen Motor mit Stutzen ist das etwa im Abstand einer halben Wellenlänge vom Regenerator der Fall. Gemäß des Systemaufbaus in Abb. 6.2 wird die Flanschverbindung am Ende des ersten Rohrbogens als Einbauort gewählt.

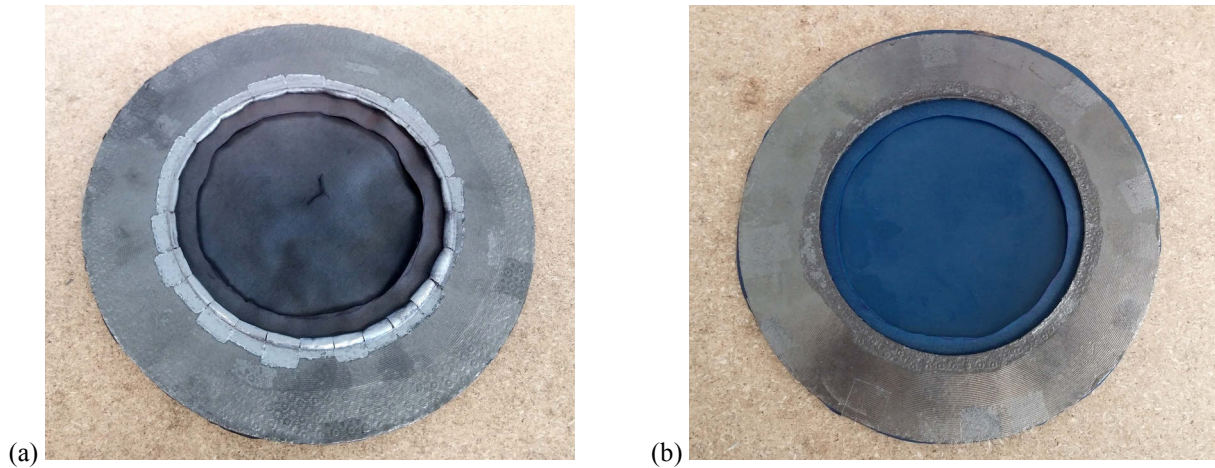


**Abbildung 6.12:** Latex-Membran zwischen zwei Flachdichtungen (a) in glatter Lage, (b) in eingestülpter Lage

Bei ersten Versuchen mit Argon unter atmosphärischem Druck hat sich gezeigt, dass der thermoakustische Motor mit eingebauter Membran nicht startfähig ist. Als Ursache wird ein zu starker Widerstand der Membran vermutet. Mit Einspannung der Membran in gestülpter Weise (Abb. 6.12(b)) verläuft der Anlauf der akustischen Schwingung erfolgreich. Die Startcharakteristik ist bei kontinuierlicher Erhöhung der Wärmequellentemperatur von der Stärke der Einstülpung abhängig. Mit geringerer Einstülpung erfolgt sie sprunghaft bei höherer Temperatur. Das lässt sich so interpretieren, dass die Membranspannung den Aufbau der Schwingung zunächst verhindert. Wird der Anlaufwiderstand anschließend überwunden, kann schnell das eigentliche Leistungsniveau erreicht werden. Ein Indiz für diese Wirkweise ist ein großer Unterschied zwischen der zum (sprunghaften) Anlaufen benötigten Temperaturdifferenz und derer, mit der der Motor beim Abkühlen unter (kontinuierlichem) Abfall der akustischen Leistung aufhört zu schwingen.

Neben schlechter Reproduzierbarkeit bringt die Membraneinstülpung weitere Nachteile mit sich. Zum einen erfolgt ein Faltenwurf des Latexmaterials direkt im Bereich der Einklemmung. Bereits nach sehr kurzer Betriebsdauer führt er zu Rissbildung und Membranversagen. Zum anderen wird das akustische Feld in unverständlicher Weise beeinflusst. So führt eine unterschiedlich starke Einstülpung zu teils sehr verschiedenen akustischen Ergebnissen. Ursache der Beobachtungen ist möglicherweise die Anregung anderer akustischer Transversalmoden des Resonators. Schlussendlich ist die zuverlässige Verwendung einer Latex-Membran zur Unterdrückung der Gedeon-Strömung unter den beschriebenen Versuchsbedingungen nicht möglich und musste verworfen werden.

Interessanterweise treten die Startschwierigkeiten bei glatter Einspannung nicht auf, wenn die Versuche unter erhöhtem Druck (20bar) durchgeführt werden. Der Anlaufwiderstand scheint mit höherer Dichte des Arbeitsgases an Bedeutung zu verlieren. Indes treten strukturelle Probleme im Bereich der Membraneinspannung in den Vordergrund. Die Rissanfälligkeit ist in Folge der häufigen Knickbelastung hoch. Durch Einbringung zusätzlicher, ringförmiger Latexlagen in den Einspannbereich kann die Belastung reduziert werden. Ein längerer Betrieb mit höheren akustischen Leistungen wird möglich. Allerdings führen große Schallauslenkungen zum Reißen der dünnen Membran im Bereich maximaler Dehnung (zu sehen in Abb. 6.13(a)). Mit Verwendung einer dickeren Membran lässt sich die Beständigkeit erhöhen. Die Abb. 6.13(b) zeigt den final verwendeten Aufbau der Membraneinspannung mit einer Latexdicke von 0,35mm. Dieser wird bei den Membranversuchen in Abschnitt 7.7.3 eingesetzt.



**Abbildung 6.13:** Verbesserte Einspannung der Latex-Membran (a) mit Rissbildung in der Mitte, (b) mit höherer Membrandicke

Es hat sich gezeigt, dass die Verwendung einer Membran zur Unterdrückung der Gedeon-Strömung einige Schwierigkeiten mit sich bringen kann. Trotz iterativ verbessertem Aufbau der Einspannung ist ein zuverlässiger Betrieb mit großer Dauer und hoher akustischer Leistung nicht möglich. Dennoch besteht hier hohes Potenzial für eine Weiterentwicklung, die die Standzeit deutlich erhöhen kann. Das Hauptaugenmerk sollte auf eine geringe Schallauslenkung (Vergrößerung der Querschnittsfläche) und auf eine Einspannung mit vorgegebenen Knickradien gelegt werden. Die Implementierung zwischen zwei Flachdichtungen scheint aufgrund des hohen Anpressdrucks nicht optimal zu sein. Besser wäre eine separate Membranhalterung, die in die Rohrschleife eingeschoben werden kann. Als Vorteilhaft könnten sich auch vorgewölbte Membranen mit variabler Materialdicke erweisen oder flexible Aufhängungen der Membran aus dem Lautsprecherbau.

### 6.3.3 Strömungsdiode

Alternativ zur Verwendung einer Membran kann die Gedeon-Strömung durch einen gegenläufigen Massestrom  $\rho_m \cdot U_2$  ausgeglichen werden, so dass gilt  $\dot{m}_2 = 0$ . Mit Nutzung der Gleichungen (6.3) und (6.6) ergibt sich der benötigte mittlere Volumenstrom  $U_2$  zu:

$$U_2 = -\frac{\frac{1}{2}|\rho_1||U_1|\cos\varphi_{\rho U}}{\rho_m} = -\frac{\dot{E}_2}{p_m}. \quad (6.7)$$

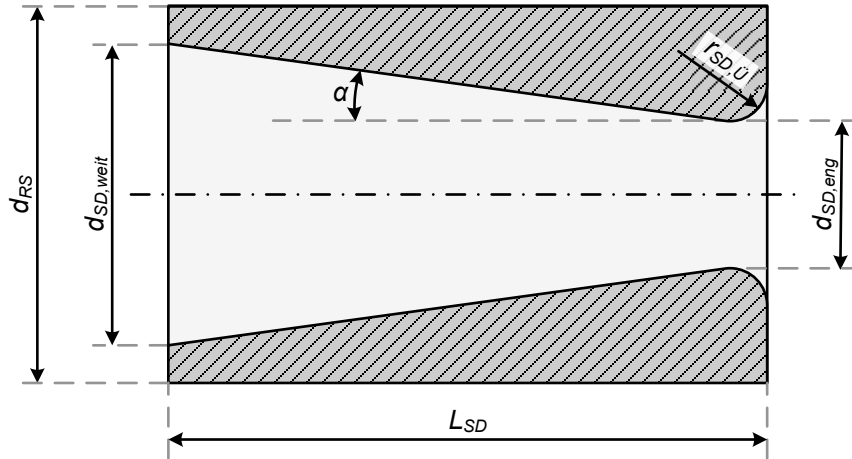
Zur Erzeugung von  $U_2$  ist der Aufbau einer Druckdifferenz  $\Delta p_{2,REG}$  erforderlich, die exakt gegensätzlich zu der der Gedeon-Strömung ist. Durch Abwandlung von Gleichung (6.4) lässt sich daher sagen:

$$\Delta p_{2,REG} = -R_{v,2}U_2. \quad (6.8)$$

Für einen Regenerator aus gestapelten Drahtgeweben ergibt sich der viskose Widerstand  $R_{v,2}$  zu:

$$R_{v,2} = \frac{6\mu_m}{Ar_h^2} \quad (6.9)$$

mit der dynamischen Viskosität  $\mu_m$ , der Querschnittsfläche  $A$  und dem hydraulischen Radius  $r_h$ .



**Abbildung 6.14:** Schematische Darstellung einer einfachen Strömungsdiode mit geometrischen Parametern

Durch Einsetzen der Gleichungen (6.7) und (6.9) in die Gleichung (6.8) ist eine abschließende Beschreibung der zur Unterdrückung der Gedeon-Strömung erforderlichen, mittleren Druckdifferenz über den Regenerator möglich [1], [131]:

$$\Delta p_{2,REG} = \frac{6}{Ar_h^2 p_m} \int_0^{L_{REG}} \mu_m(x) \dot{E}_2(x) dx . \quad (6.10)$$

Die Abhängigkeit der Stoffwerte von der Position  $x$  entsteht aus dem Temperaturgradienten im Regenerator. Als Richtwert ergibt sich eine benötigte Druckdifferenz in der Größenordnung einiger hundert Pascal mit dem höheren Druck auf der Heißeite des Regenerators.

Zur Aufprägung der erforderlichen Druckdifferenz schlugen Backhaus und Swift [53], [59] die Verwendung eines Bauteils mit asymmetrischen, hydrodynamischen Endeffekten vor. Ein solches Element wird im Englischen als *jet pump* bezeichnet und soll im Folgenden mit der Entsprechung *Strömungsdiode* umschrieben werden. Typischerweise besteht eine Strömungsdiode aus einer zylindrischen Struktur mit einem konisch geformten Strömungsdurchgang, dargestellt in der Abb. 6.14. Die sich verjüngende Geometrie führt in der oszillierenden Strömung zu einer richtungsabhängigen Beschleunigung bzw. Verzögerung der Strömungsgeschwindigkeit und zu asymmetrischen Strömungsübergängen zwischen Diode und Rohrschleife.

Wenn eine stationäre Strömung mit hoher Reynolds-Zahl einer abrupten Querschnittsweitung begegnet, wird der Strömungsübergang von Ablösungen und Turbulenzen begleitet. Sie bewirken einen zusätzlichen Druckverlust am Strömungsaustritt. Mit der austretenden Strömungsgeschwindigkeit  $u$ , der Dichte  $\rho$  und dem Verlustkoeffizienten  $K$  lässt sich der Druckverlust wie folgt bestimmen:

$$\Delta p = \frac{1}{2} K \rho u^2 . \quad (6.11)$$

Bei stationärer Strömung ist der Verlustkoeffizient abhängig von der Geometrie des Strömungsübergangs sowie der Strömungsrichtung. Ein abrupter Übergang der austretenden Strömung vom engen Ende der Strömungsdiode mit dem Durchmesser  $d_{SD,eng}$  in den viel weiteren Querschnitt der Rohrschleife mit dem Durchmesser  $d_{RS}$ , bei dem die Strömung also expandiert, führt zu  $K = K_{exp} \approx 1$ . Dieser Wert ist relativ konstant und weitgehend unabhängig von der speziellen Übergangsgeometrie. Bei

Umkehrung der Strömungsrichtung tritt die Strömung in das verengte Ende der Diode ein und kontrahiert. Der dann wirkende Verlustkoeffizient  $K_{kon}$  ist stark vom Übergangsradius  $r_{SD,\bar{U}}$  abhängig. Ist der Übergang scharf ( $r_{SD,\bar{U}}/d_{SD,eng} \approx 0$ ), beträgt  $K_{kon} \approx 0,5$ . Bei größerer Rundung mit  $r_{SD,\bar{U}}/d_{SD,eng} \geq 0,15$  reduziert sich der Verlustkoeffizient auf  $K_{kon} = 0,04$ . Derart ist eine größtmögliche, richtungsabhängige Asymmetrie gegeben. [132]

Wenn das weite Ende der Strömungsdiode annähernd den gleichen Durchmesser besitzt wie die Rohrschleife,  $d_{SD,weit} \approx d_{RS}$  müssen keine weiteren Verlustkoeffizienten berücksichtigt werden. Unter der Annahme, dass die Verlustkoeffizienten auf eine oszillierende Strömung übertragbar sind, ergibt sich der zeitlich gemittelte Druckverlust über die Strömungsdiode zu [53]:

$$\Delta p_{2,SD} = \frac{1}{8} \rho_m |u_{SD,eng}|^2 (K_{exp} - K_{kon}), \quad (6.12)$$

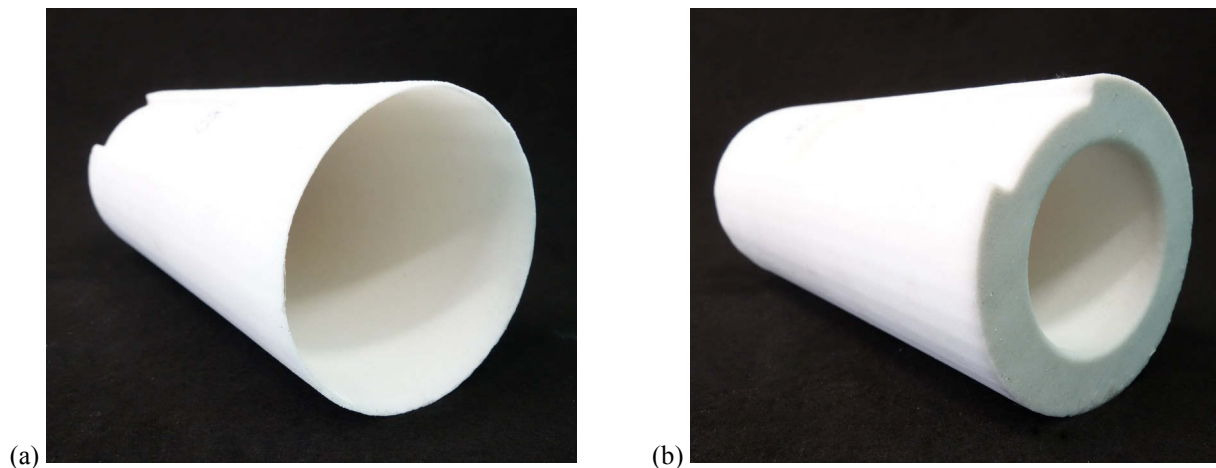
wobei  $|u_{SD,eng}|$  die Amplitude der Schallschnelle am engen Ende der Strömungsdiode beschreibt. Bei korrekter Auslegung gleicht der generierte Druckverlust die Gedeon-Strömung aus. Parallel führt er zur Dissipation akustischer Leistung. Diese kann wie folgt bestimmt werden [1]:

$$\Delta \dot{E}_{2,SD} = -\frac{8}{3\pi} \Delta p_{2,SD} |U_1| \frac{K_{exp} + K_{kon}}{K_{exp} - K_{kon}}. \quad (6.13)$$

Das Entwurfsziel muss die Erbringung der benötigten Druckdifferenz bei gleichzeitiger Minimierung akustischer Verluste sein. Gleichung (6.13) gibt hierfür zwei Bedingungen vor: (I) die Differenz der Verlustkoeffizienten von Expansion und Kontraktion muss maximal sein; (II) die Strömungsdiode sollte sich im akustischen Feld an einer Position mit geringer Volumenstromamplitude befinden.

Die qualitativen Wirkzusammenhänge zwischen den Gleichungen (6.10) und (6.12) wurden bestätigt, während die quantitative Übereinstimmung zwischen Theorie und Praxis eher ungenügend ist [1]. Hohe Genauigkeiten werden erreicht, wenn die Schallauslenkung im Vergleich zu den Dimensionen der Strömungsdiode groß ist. In diesem Fall ähnelt die oszillierende Strömung am ehesten der zugrunde gelegten stationären Strömung. Wie Smith und Swift [133] zeigten, gewinnen mit kleinerer Schallauslenkung andere Effekte an Bedeutung. Darüber hinaus werden bei der beschriebenen Theorie wesentliche Einflussfaktoren auf die Druckdifferenz nicht berücksichtigt. Es ist davon auszugehen, dass auch die Länge  $L_{SD}$  und der Kegelwinkel  $\alpha$  aus Abb. 6.14 eine große Bedeutung besitzen [134]–[136]. Oosterhuis [137] geht in seiner Arbeit ausführlich auf diese Parameter ein. Um Strömungsablösungen zu vermeiden sollte der Kegelwinkel maximal etwa  $10^\circ$  groß sein. Als förderlich hat sich die Einbringung eines sanften Übergangs zwischen Kegelwinkel und engstem Querschnitt erwiesen.

Wie im vorangegangenen Abschnitt gezeigt werden konnte, hat die Verwendung einer Membran speziell im atmosphärischen Versuchsaufbau zu unüberwindbaren Schwierigkeiten geführt. Um die verlustreichen Effekte der Gedeon-Strömung dennoch zu minimieren, sollen Strömungsdioden zum Einsatz kommen. Wegen der schlechten Übereinstimmung zwischen Theorie und Praxis ist eine rein theoretische Auslegung unzureichend. Die optimale Geometrie soll empirisch über eine Versuchsreihe mit Strömungsdioden unterschiedlicher Abmessungen erfolgen. Die Wirksamkeit lässt sich anschließend durch Analyse des Temperaturprofils im Regenerator beurteilen [59].



**Abbildung 6.15:** Nach einfachem Design gefertigte Strömungsdiode (a) Ansicht von der weiten Öffnung, (b) Ansicht von der engen Öffnung

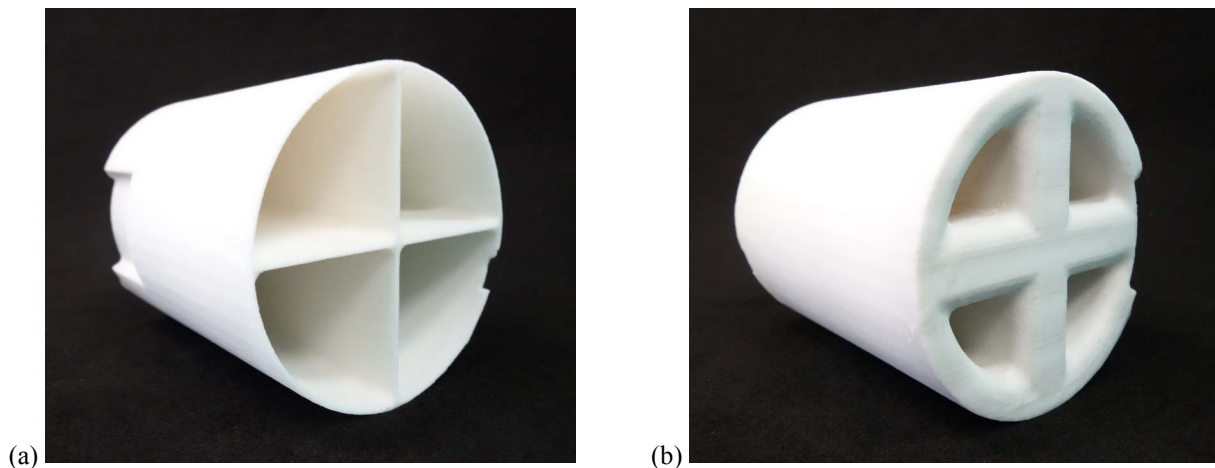
Zur Erfassung des Profils werden drei Temperatursensoren verwendet: je einer an jedem Ende des Regenerators und der dritte genau in der Mitte des Gewebestapels. Stellt sich ein lineares Temperaturprofil ein, so kann von einer Unterdrückung der Gedeon-Strömung ausgegangen werden. Grundlage des Entwurfs ist der einfache Aufbau nach Abb. 6.14.

Um das Einschieben der Diode in den Querschnitt der Rohrschleife zu gewährleisten ( $d_{RS} = 82,5\text{ mm}$ ), wurde der Außendurchmesser mit  $81,5\text{ mm}$  gewählt. Mit einer minimalen Wanddicke von  $1\text{ mm}$  ergibt sich der Durchmesser der weiten Öffnung zu  $d_{SD,weit} = 79,5\text{ mm}$ . Strömungsablösungen innerhalb des Konus sollen durch einen geringen Kegelwinkel von  $\alpha = 5^\circ$  vermieden werden. Der gewählte Übergangsradius von  $r_{SD,U} = 7\text{ mm}$  maximiert die Differenz der Verlustkoeffizienten.

Die erzielbare Druckdifferenz ist in dem Fall von der Länge und dem sich ergebenden Durchmesser der engen Öffnung abhängig. Bei konstanter Volumenstromamplitude nimmt die Schallschnelle mit größerer Verengung zu und erhöht nach Gleichung (6.12) die zu erwartende Druckdifferenz. Basierend auf dieser Überlegung werden Strömungsdioden verschiedener Längen gefertigt. Als Fertigungsverfahren kommt kostengünstiger 3D-Gipsdruck zum Einsatz. Ein Tauchbad in flüssigem Wachs schließt die entstandenen Poren und erhöht strukturelle Integrität wie Oberflächengüte. Die Abb. 6.15 zeigt eine derart hergestellte Strömungsdiode. Insgesamt wurden sechs Dioden gefertigt. Die kürzeste weist eine Länge von  $100\text{ mm}$  auf, die längste von  $270\text{ mm}$ . Das Verhältnis zwischen der Querschnittsfläche von enger Diodenöffnung und Rohrschleife variiert entsprechend von  $0,608$  bis  $0,191$ . Die Ergebnisse der Untersuchungen werden detailliert in Abschnitt 7.7.1 vorgestellt und analysiert.

Es sei vorweg genommen, dass eine  $240\text{ mm}$  lange Strömungsdiode es am ehesten vermag, die Gedeon-Strömung zu verringern. Wegen der großen Länge wird das akustische Feld erheblich beeinflusst [134]. Die Querschnittsverengung besitzt eine träge Wirkung und verändert die akustischen Eigenschaften. Es ist wünschenswert, die Diode zu verkürzen ohne die Differenz der Verlustkoeffizienten zu ändern. Unter Beibehaltung des einfachen Designs kommt hierfür nur eine Vergrößerung des Kegelwinkels in Frage, womit aber das Risiko für Strömungsablösungen steigt. Ein weiterer Lösungsansatz besteht in der Verwendung einer Vielzahl konischer Bohrungen. Bei gleichem Kegelwinkel wird die erforderliche Flächenweitung auf die Anzahl der Löcher verteilt und lässt ein kompakteres Design zu. Dennoch ergeben sich auch hierüber neue Nachteile [138].





**Abbildung 6.16:** Strömungsdiode mit gevierteltem Design zur Kürzung der effektiven Länge (a) Ansicht von der weiten Öffnung, (b) Ansicht von der engen Öffnung

Im Strömungsnachlauf der einzelnen Bohrungen können sich Verwirbelungen ergeben, die sich miteinander verbinden und unter Umständen schädigende Strukturen ausbilden. Die geringere Dimension des Bohrungsdurchmessers wirkt sich auf das Strömungsverhalten aus. Die Reynolds-Zahl steigt und mit ihr die Startbedingungen für Turbulenz sowie Strömungsablösungen. Darüber hinaus sinkt am weiten Ende der Strömungsdiode der Anteil des offenen Querschnitts am Gesamtquerschnitt. Zusätzlich zu berücksichtigende Verlustkoeffizienten senken die erzielbare Druckdifferenz und lassen die akustischen Verluste ansteigen. [137]

Mit einer alternativen Anordnungsvariante soll sich die Länge der Strömungsdiode deutlich reduzieren, während negative Auswirkungen begrenzt werden. Abb. 6.16 zeigt das neuartige Design. Prinzipiell basiert es auf einer einfachen Diode mit einem Kegelwinkel von  $5^\circ$ , in deren Mittelbereich allerdings zwei zusätzliche, sich kreuzende Stege eingebracht sind. Sie verstärken sich in Richtung der engen Öffnung ebenfalls mit einem Winkel von  $5^\circ$ . Der Anteil der lichten Querschnittsfläche am weiten Ende bleibt hoch, die Begrenzung durch die maximale Packungsdichte der Bohrungen entfällt. Es sind keine relevanten Verlustkoeffizienten zu berücksichtigen. Gleichzeitig teilt sich die Querschnittsverengung auf vier separate Löcher auf. Bei unverändertem Verengungswinkel verkürzt sich die Diodenlänge deutlich. Mit der Bauform kann eine 80mm lange Strömungsdiode den gleichen Verengungsgrad erreichen, für den ansonsten eine 240mm lange Diode nach einfacher Bauart notwendig ist. Die Fertigung der *geviertelten* Strömungsdioden erfolgt wie zuvor über das 3D-Gipsdruckverfahren. Insgesamt werden fünf unterschiedliche Längen von 60 bis 100mm hergestellt und im Versuchsaufbau getestet. Eine Vorstellung und Analyse der Untersuchungsergebnisse erfolgt in Abschnitt 7.7.2.

## 6.4 Helmholtz-Resonator als akustische Last

Die Leistungsfähigkeit eines thermoakustischen Motors bemisst sich unter anderem an der arbeitsfähigen akustischen Leistung, die dem System entnommen und einer akustischen Last zugeführt werden kann. Für die experimentelle Versuchsdurchführung soll ein Helmholtz-Resonator zur Entnahme und gleichzeitigen Dissipation akustischer Leistung verwendet werden. Eine Messung der dissipierten Schallleistung lässt Aussagen zur Belastbarkeit des Systems zu.

### 6.4.1 Theoretische Grundlagen

Nach Abb. 6.17 sind Helmholtz-Resonatoren im Wesentlichen aus zwei Elementen aufgebaut: einem Hohlraum mit dem Volumen  $V_{HRes}$  und einem Hals mit der Länge  $l_{HRes}$ , der Querschnittsfläche  $A_{HRes}$  und dem Durchmesser  $d_{HRes}$ . Mit kreisrundem Halsquerschnitt gilt, dass  $A_{HRes} = \pi/4 d_{HRes}^2$ . Solange alle Parameter viel kleiner sind als die Wellenlänge, kann das akustische Verhalten des Resonators mit dem Modell der linearen Thermoakustik aus Abschnitt 2.3 beschrieben werden. Der enge Halsbereich besitzt hauptsächlich eine akustische Trägheit  $L_{HRes}$ , wohingegen sich der Hohlraum mit einer akustischen Nachgiebigkeit  $C_{HRes}$  beschreiben lässt. Außerdem ergibt sich ein akustischer Widerstand  $R_{HRes}$ , der sich aus dem thermoviskosen Widerstand der Halswandung und dem Widerstand der Schallabstrahlung am offenen Ende des Resonators zusammensetzt. Die akustische Impedanz des Helmholtz-Resonators bildet sich wie folgt:

$$Z_{HRes} = R_{HRes} + \left( i\omega L_{HRes} - \frac{1}{\omega C_{HRes}} \right). \quad (6.14)$$

In Analogie zur Mechanik entspricht die Funktionsweise des Helmholtz-Resonators einem Masse-Feder Schwinger [139]. Das (inkompressible) Gasvolumen im Hals stellt hierbei die Masse  $m$  dar:

$$m = \rho_m l'_{HRes} A_{HRes} \quad (6.15)$$

mit der aufgrund von Endeffekten angepassten effektiven Halslänge

$$l'_{HRes} = l_{HRes} + 0,85 d_{HRes} \quad (6.16)$$

und der mittleren Dichte  $\rho_m$ . Das nachgiebige Gasvolumen im Hohlraum bildet die Federkonstante  $K$ :

$$K = \frac{\rho_m c^2 A_{HRes}^2}{V_{HRes}} \quad (6.17)$$

mit der Schallgeschwindigkeit  $c$ . Die mechanische Impedanz des Helmholtz-Resonators lässt sich anschließend umschreiben zu:

$$Z_{me,HRes} = R_{me,HRes} + i(\omega m - K/\omega) \quad (6.18)$$

mit dem mechanischen Widerstand  $R_{me,HRes}$ , welcher sich aus der Summe des thermoviskosen Widerstands  $R_{me,\kappa,v}$  und dem Widerstand der Schallabstrahlung  $R_{me,r}$  ergibt:

$$R_{me,HRes} = R_{me,\kappa,v} + R_{me,r}, \quad (6.19)$$

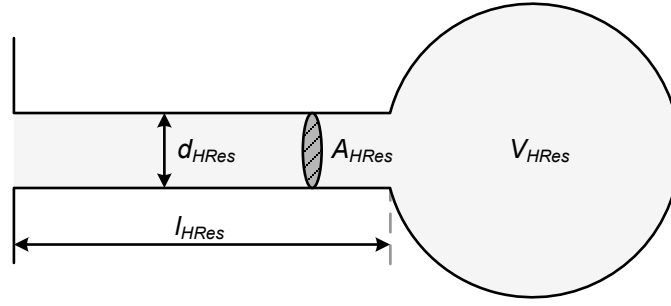
$$R_{me,\kappa,v} = 2mc\alpha_{\kappa,v}, \quad (6.20)$$

$$R_{me,r} = \frac{\rho_0 \omega^2 A_{HRes}^2}{2\pi c} \quad (6.21)$$

mit dem thermoviskosen Absorptionskoeffizienten  $\alpha_{\kappa,v}$

$$\alpha_{\kappa,v} = \frac{2}{d_{HRes} c} \sqrt{\frac{\nu \omega}{2}} \left( 1 + \frac{\gamma - 1}{\sqrt{Pr}} \right). \quad (6.22)$$





**Abbildung 6.17:** Aufbau eines einfachen Helmholtz-Resonators mit Anschluss an eine größere Struktur (*flanged*) mit der Querschnittsfläche, dem Durchmesser und der Länge des Halses,  $A_{HRes}$ ,  $d_{HRes}$  und  $l_{HRes}$ , sowie dem Hohlraumvolumen  $V_{HRes}$

Der letzte Term auf der rechten Seite von Gleichung (6.18) beschreibt die frequenzabhängige akustische Reaktanz. Ergibt er sich zu null, befindet sich das System in Resonanz. Die Resonanzkreisfrequenz  $\omega_0$  lässt sich daher folgendermaßen beschreiben:

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{K}{m}} = c \sqrt{\frac{A_{HRes}}{l'_{HRes} V_{HRes}}} . \quad (6.23)$$

Bei gegebener Schallgeschwindigkeit ist die Resonanzfrequenz ausschließlich vom Verhältnis der Querschnittsfläche zum Produkt aus Länge und Volumen abhängig. Helmholtz-Resonatoren mit verschiedener geometrischer Form, aber gleichem Verhältnis sind im Grunde identisch. Für die Verwendung als akustische Last eines thermoakustischen Motors muss die Resonanzfrequenz des Systems mit der des Helmholtz-Resonators übereinstimmen. Er wird angeregt, akustische Leistung kann über den Widerstandsterm der Impedanz dissipiert werden. Die in den Resonator eintretende akustische Leistung ist vom Widerstandsterm in Gleichung (6.18) abhängig. Je kleiner der Widerstand, desto geringer ist die Impedanz des Resonators. Der Anteil der entnehmbaren Leistung nimmt zu. Das Dissipationsvermögen des Helmholtz-Resonators lässt sich mit dem Gütefaktor  $Q$  ausdrücken:

$$Q = \frac{\omega_0 m}{R_{me,HRes}} . \quad (6.24)$$

Der Helmholtz-Resonator bewirkt eine Verstärkung der an der äußeren Öffnung einfallenden Druckamplitude. Wird der Resonator in seiner Resonanzfrequenz angeregt, so stimmen der Gütefaktor und der Verstärkungsfaktor der Druckamplitude überein. Mit der Druckamplitude an der Halsöffnung  $|p_{1,HRes,ein}|$  und der Druckamplitude im Hohlraumvolumen  $|p_{1,HRes,V}|$  gilt dann:

$$Q = \frac{|p_{1,HRes,V}|}{|p_{1,HRes,ein}|} . \quad (6.25)$$

Bei der Verwendung eines Helmholtz-Resonators als akustische Last eines thermoakustischen Motors ist zu erwarten, dass der theoretische Gütefaktor nicht erreicht werden kann. Ursache ist die hohe akustische Leistung, welche mit einer großen Schallschnelle einhergeht und signifikante Strömungswiderstände in Folge von Turbulenzen nach sich zieht. In obiger Betrachtung sind solche Einflüsse nicht berücksichtigt worden. Nichtlineare Turbulenzverluste entstehen einerseits in der Randschicht des engen Halses (hohe Reynolds-Zahl) und andererseits beim Übergang vom Halsquerschnitt in den

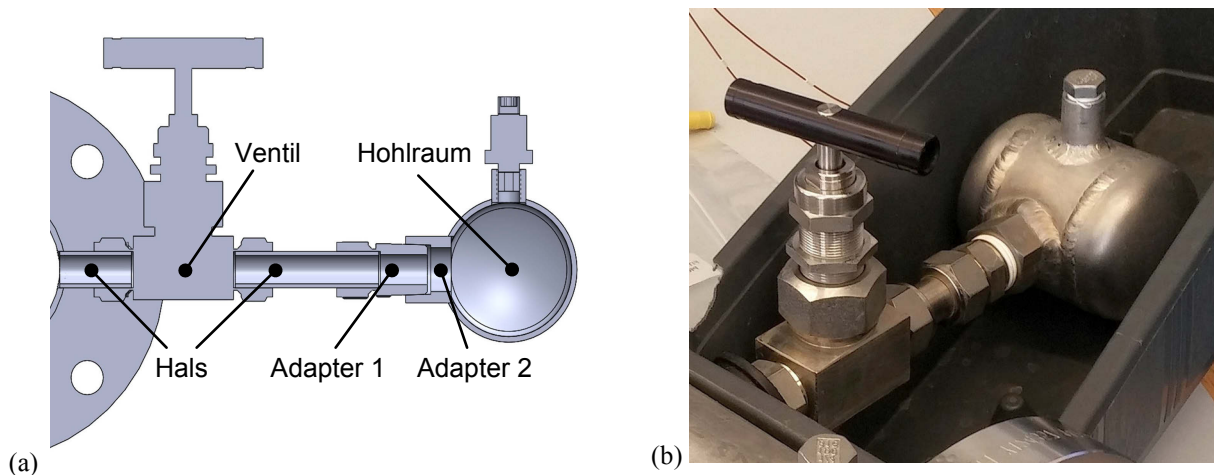
viel größeren Querschnitt der Rohrschleife und des Hohlraums. Verlustkoeffizienten, wie sie bezüglich der Strömungsdiode in Abschnitt 6.3.3 diskutiert wurden, müssen berücksichtigt werden. Derartige Verluste sind von der Schallschnelle abhängig und führen im Umkehrschluss dazu, dass Gütefaktor und Impedanz des Resonators nicht konstant sind. Je größer die Druckamplitude an der Halsöffnung, desto höher die Impedanz und desto geringer der Gütefaktor und das Potenzial zur Leistungsentnahme. Nichtlinearitäten führen dazu, dass bei großer Druckamplitude im Verhältnis weniger Leistung dissipiert werden kann [140]. Es sei bemerkt, dass der Widerstand der Schallabstrahlung bei niedriger Resonanzfrequenz und kleiner Querschnittsfläche des Halses viel kleiner ist als der thermoviskose Widerstand. Der Gütefaktor ist dann fast ausschließlich vom thermoviskosen Widerstand abhängig.

### 6.4.2 Entwurf und Aufbau

Der Entwurf eines Helmholtz-Resonators zur Leistungsentnahme am thermoakustischen Motor sieht die Verwendung eines Edelstahlbehälters mit einem Volumen von 0,35l vor. Dieser ist aus einem beidseitig mit Klöppelböden verschlossenem Rohrsegment (DN65) gefertigt. Über eine angeschweißte Gewindemuffe kann die Installation eines Drucksensors erfolgen. In Kombination mit einer weiteren Druckerfassung in der Rohrschleife an der Lastposition ist die Bestimmung der abgegriffenen akustischen Leistung möglich. Ein Edelstahlrohr mit dem Innendurchmesser von 14,8mm bildet den Hals des Resonators. Verbindungsstücke auf Basis einer Swagelok Klemmrohrverschraubung stellen die Anbindung zwischen Behälter, Hals und den Laststutzen der Rohrschleife her (vgl. Abschnitt 6.2.1.1).

Das ursprüngliche Design sieht die Verwendung eines Regulierventils im Halsbereich vor. Über dieses soll eine Änderung des Strömungswiderstandes erfolgen, womit sich der Gütefaktor des Resonators und schließlich die aufgenommene akustische Leistung steuern lassen. Das derartige System ist in Abb. 6.18 dargestellt. Bei ersten Versuchen hat sich herausgestellt, dass der enge und verwinkelte Strömungsgang durch das verwendete Nadelventil (Swagelok SS-12NBS12) einen unerwartet hohen Widerstand aufweist, so dass der Helmholtz-Resonator auch bei voll geöffnetem Ventil nur einen geringen Anteil der gewünschten akustischen Leistung abgreift. Die alternative Verwendung eines Kugelhahns mit geradem Strömungsdurchgang (Swagelok B-45S12) ermöglicht zwar eine deutliche Reduktion des Durchgangswiderstandes, allerdings wird auch hier der angestrebte Umfang nicht erreicht. Die Verengung des Strömungsquerschnitts im Ventil auf 10,3mm führt vermutlich zu hohen turbulenten Verlusten an der Ventilwand und zu Strömungsablösungen am Übergang zwischen Ventil und den regulären Rohren des Halses. Die Probleme könnten wahrscheinlich mit Verwendung eines Ventils ohne Querschnittsverengung behoben werden.

Um dennoch Versuche bei hoher Belastung des Motors durchführen zu können, wird auf ein Regulierventil verzichtet. Die Länge des Halses beträgt im Auslegungszustand 200mm. Die beiden Verbindungsstücke zum Behälter haben eine Länge von insgesamt 38mm. Zusammen mit der Endkorrektur aus Formel (6.16) ergibt sich eine summierte Halslänge von 251mm. Vereinfachend kann davon ausgegangen werden, dass der gesamte Hals über einen konstanten Durchmesser von 14,8mm verfügt. Mit den Stoffwerten für Argon bei einer Temperatur von 30°C und einem Druck von 1 bar ergibt sich die Resonanzfrequenz nach Gleichung (6.23) zu 72,3Hz und der theoretische Gütefaktor nach Gleichung (6.24) zu 16,1. Wird ein Druck von 20bar zugrunde gelegt, so bleibt die Resonanzfrequenz mit 72,7Hz annähernd konstant, während der Gütefaktor aufgrund der deutlich geringeren thermoviskosen Grenzschichtdicke auf 70,7 ansteigt. Wie zuvor erwähnt, sind die Werte unter Vorbehalt zu betrachten.



**Abbildung 6.18:** Als akustische Last verwendeter Helmholz-Resonator (a) Schnitt durch das CAD-Modell ohne Darstellung des Strömungsweges im Ventil, (b) montierter Resonator mit Nadelventil

## 6.5 Bidirektionale Turbine als akustisch-elektrischer Wandler

Der entworfene Helmholz-Resonator ist für praktische Anwendungen bedeutungslos, da er die entnommene akustische Leistung lediglich in thermische Verlustleistung umsetzt und keinen nützlichen Prozess betreibt. Im Rahmen der Versuche nimmt er gewissermaßen die Funktion eines akustischen Platzhalters für relevante Anwendungen ein. Diese befinden sich, neben der Kältebereitstellung beispielsweise zur solarthermischen Gebäudeklimatisierung [7], vor allem im Bereich der akustisch-elektrischen Wandlung. Hierfür stehen mit Lineargeneratoren, Lautsprechern, piezoelektrischen Wandlern und magnetohydrodynamischen Generatoren eine Reihe verschiedener Technologien zur Verfügung (vgl. Abschnitt 3.2.5). Lineargeneratoren sind vermutlich am weitesten entwickelt und werden insbesondere in Aufbauten mit großer Leistung im einstelligen kW Bereich eingesetzt. Sie besitzen zwar einen hohen Wirkungsgrad, sind jedoch kostenintensiv und lassen sich wegen mechanischer und elektrodynamischer Hürden nur schlecht in Richtung noch höherer Leistungen skalieren [22]. Damit stellen sie ein wesentliches Hindernis bei der Entwicklung kostengünstiger und zuverlässiger thermoakustisch-elektrischer Generatoren für die Nutzung niedertemperierter Abwärme dar.

Eine Alternative hierzu können bidirektionale Turbinen sein, die erst kürzlich von de Blok [22] für die Verwendung zur akustisch-elektrischen Wandlung vorgeschlagen wurden. Sie wandeln die oszillierende, bidirektionale Bewegung der Schallwelle in eine unidirektionale Rotordrehung um, welche sich anschließend in einem Drehgenerator elektrisch wandeln lässt. Ursprünglich werden derartige Turbinen in Wellenkraftwerken eingesetzt [141]–[143]. Diese nutzen eine in Folge der Wellenbewegung oszillierende Wassersäule, um Luft aus einer Kammer abwechselnd auszublasen oder anzusaugen. Eine in den Strömungskanal eingesetzte bidirektionale Turbine ist in der Lage, während des gesamten Zyklus Energie der Luftströmung in mechanische Rotationsenergie zu wandeln. De Blok hat gezeigt, dass sich ein solches System herunterskalieren lässt und auch im hochfrequenten akustischen Strömungsfeld eines thermoakustischen Motors funktioniert. Darüber hinaus besitzen bidirektionale Turbinen wesentliche Vorteile im Vergleich zu herkömmlichen Lineargeneratoren: sie sind kostengünstig aufzubauen, skalierbar und besitzen potenziell einen vergleichbaren Wirkungsgrad. Der aerodynamische Wirkungsgrad beträgt beim Betrieb mit atmosphärischer Luft nur maximal etwa 45% [142]. Es

wird davon ausgegangen, dass eine bei erhöhtem Druck vergrößerte Gasdichte zu einer Steigerung auf 85% führen kann. In Kombination mit kommerziell verfügbaren, dreiphasigen Asynchronmotoren als Generator (Wirkungsgrad der mechanisch-elektrischen Wandlung bis zu 95%) scheint ein Gesamtwirkungsgrad der akustisch-elektrischen Wandlung von bis zu 80% umsetzbar [22]. Die Verwendung herkömmlicher Drehgeneratoren ermöglicht darüber hinaus eine einfache anwendungsspezifische Konditionierung der Ausgangsfrequenz mittels Getriebeübersetzung.

Um den Nachweis für die Funktionsfähigkeit einer bidirektionalen Turbine mit Generator zur akustisch-elektrischen Wandlung in einem einstufigen thermoakustischen Motor zu erbringen, soll ein funktionsfähiger Demonstrator entwickelt werden. Dieser muss die oszillierende Schallbewegung in eine unidirektionale Drehbewegung umsetzen, welche einen über eine Welle verbundenen elektrischen Generator antreibt. Die generierte Leistung soll bestimmt werden und sich einer variablen elektrischen Last zuführen lassen. Darüber hinaus soll der Einfluss der akustischen Eingangsleistung und des Lastwiderstandes auf die Betriebsparameter der Turbine erfasst werden.

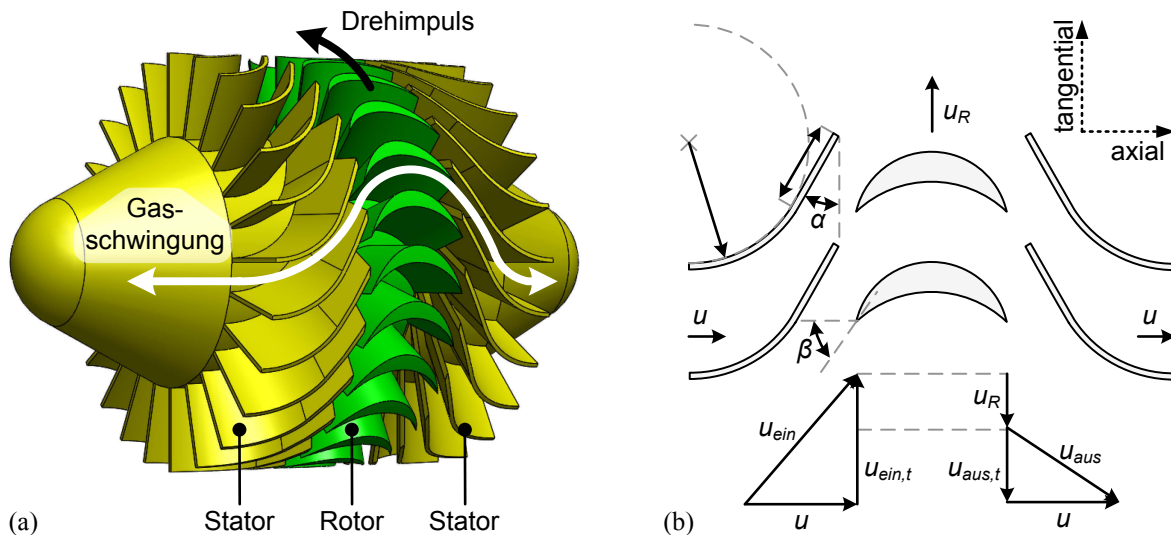
### **6.5.1 Theoretische Grundlagen**

Bidirektionale Turbinen lassen sich in einer Reihe unterschiedlicher Bauformen umsetzen, die nach dem aerodynamischen Wirkprinzip in zwei Gruppen zu klassifizieren sind: den auftriebsbasierten und den impulsbasierten Konzepten. Wells-Turbinen sind im Bereich der Wellenkraftwerke der prominenteste Vertreter eines auftriebsbasierten Systems. Ihr dortiges Betriebsverhalten wurde vielfach untersucht [144], [145]. Da das aerodynamische Profil der Turbinenschaufeln einen günstigen Auftrieb bei Anströmung aus zwei gegensätzlichen Richtungen aufweisen muss, ist der Kompromiss eines symmetrischen Profils weder für die eingehende noch für die ausgehende Strömung optimal. Ein hoher Strömungswiderstand bei relativ geringer Auftriebskraft ist die Folge. Der innewohnende Nachteil führt zu schlechtem Anlaufverhalten und vergleichsweise geringem Wirkungsgrad [146].

Eine höhere Leistungsfähigkeit und ein besseres Betriebsverhalten sind mit Impulsturbinen zu erreichen. Sie besitzen zusätzlich zum rotierenden Laufrad (Rotor) zwei feststehende Leiträder (Statoren). Impulsturbinen lassen sich in radialer [143], [147] oder axialer Bauart verwirklichen. Die letztgenannte ist dabei etwas überlegen. Einerseits erfordert sie keine zusätzliche Umlenkung der axialen Strömung in radiale Richtung, andererseits ist der Strömungsweg in beide Richtungen exakt symmetrisch. Ein umfangreicher Review zu weiteren Untertypen ist bei Setoguchi [141] zu finden.

Als Demonstrator für den thermoakustischen Versuchsstand soll eine axiale Impulsturbine mit fixierten Statorschaufeln entwickelt werden. Diese Bauform weist günstige Leistungseigenschaften auf und lässt sich kompakt in die Rohrschleife integrieren. Die Zweckdienlichkeit wurde bereits von de Blok unter Beweis gestellt [22] und der von ihm verwendete Aufbau soll als Vorbild verwendet werden.

Die Turbine besteht aus drei wesentlichen Komponenten: zwei spiegelsymmetrischen Statoren und einem zwischenliegenden Rotor. Es handelt sich um eine Gleichdruckturbine. Bei konstantem statischem Druck wird der Strömung im Rotor Bewegungsenergie entzogen und in mechanische Arbeit umgesetzt. Ihre Funktionsweise soll anhand Abb. 6.19 erläutert werden.



**Abbildung 6.19:** Funktionsweise einer axialen bidirektionalen Turbine (a) am CAD-Modell mit Kennzeichnung der Gasverschiebung und des resultierenden Drehimpulses am Rotor, (b) schematische Kennzeichnung der Geometrie und vereinfachte Darstellung der Strömungsdreiecke am Ein- und Austritt des Rotors (nicht maßstabsgetreu, in Anlehnung an [148])

Tritt die oszillierende Gasschwingung mit der momentanen Schallschnelle  $u$  in die fixierten Statorschaufeln ein, wird der axial ausgerichtete Gasstrom abgelenkt. Er erhält eine tangential Komponente  $u_{ein,t}$ , die mit einem Abfall des statischen Drucks einhergeht. Der in den Rotor eintretende Geschwindigkeitsvektor  $u_{ein}$  weist nun einen erheblichen Drall in tangentialer Richtung auf. Dieser wird teilweise in Form eines wirkenden Drehmomentes vom Rotor aufgenommen und versetzt ihn in eine Drehung mit der Umfangsgeschwindigkeit  $u_R$ . Der austretende Geschwindigkeitsvektor  $u_{aus}$  besitzt deshalb eine deutlich verkleinerte tangential Komponente  $u_{aus,t} = u_{ein,t} - u_R$ , während die axiale Komponente  $u$  unverändert bleibt. Die Statorschaufeln am Rotorausgang nehmen den noch vorhandenen Drall auf und richten die Strömung wieder axial aus. Bei verlustloser Strömung entspricht der Volumenstrom am Turbinenaustritt dem des Turbineneintritts [149]. Die Strömung wird von einem Druckabfall angetrieben und Strömungsenergie in ein Rotordrehmoment gewandelt.

Im Allgemeinen steigt die Leistungsfähigkeit einer Turbine mit der Fähigkeit, der eingehenden Strömung einen möglichst großen Drall aufzuprägen und ihn auf die Rotorblätter zu übertragen. Hierfür sollte der Statorwinkel  $\alpha$  klein sein mit entsprechender Anpassung des Rotorwinkels  $\beta$ . Der theoretisch optimale Rotorwinkel sollte ein tangenciales Auftreffen der Strömung auf die Innenseite der Rotor-schaufeln gewährleisten (relativ zur Rotorbewegung). Er richtet sich nach dem Strömungsvektor der eintreffenden Strömung und der Umfangsgeschwindigkeit des Rotors. In bidirektionalen Turbinen unterscheiden sich die Strömungsvektoren der ein- und austretenden Strömung. Dies führt dazu, dass ein eigentlich günstiger (sehr kleiner) Statorwinkel zwar eine gute Einstromung ermöglicht, der Ausstromung aber einen erheblichen Widerstand entgegensetzt. Ursache ist die wegen der Drallentnahme nicht spiegelsymmetrische Richtung der Strömungsvektoren  $u_{ein}$  und  $u_{aus}$ . Der optimale Statorwinkel ist daher stets ein Kompromiss. Eine selbstdrehende Lagerung der Statorschaufeln könnte die bidirektionalen Strömungseigenschaften verbessern, indem eine richtungsabhängige Änderung der An- bzw. Abströmwinkel erfolgt [141]. Aufgrund ihrer Komplexität und Fehleranfälligkeit ist sie bei den hochfrequenten, thermoakustischen Systemen vermutlich nicht praktikabel.

Stator- und Rotorscheaufeln sind auf eine axiale Nabe aufgesetzt. Die Nabe hat mehrere Aufgaben. Einerseits erhöht sie die Strömungsgeschwindigkeit durch Verengung des Strömungsquerschnitts. Zum anderen stellt sie sicher, dass die lokalen Strömungsdreiecke in radialer Richtung aufgrund der zunehmenden Umfangsgeschwindigkeit nicht zu sehr voneinander abweichen. Eine strömungsmechanische Auslegung der Turbinengeometrie kann vereinfachend am mittleren Schaufelradius geschehen. Bei einer Nabe mit geringem Durchmesser kann eine radiale Verdrehung der Schaufeln von Stator oder Rotor notwendig werden. Einer Abweichung der Geschwindigkeitsdreiecke wird entgegengewirkt [148]. Die Nabe enthält außerdem die axiale Lagerung der Turbine und lässt sich zur Unterbringung eines Generators nutzen.

Die mechanische Leistung des Rotors  $P$  ergibt sich aus dem Produkt des wirkenden Drehmoments  $T_o$  mit der Kreisfrequenz des Rotors  $\omega_R$ :

$$P = T_o \omega_R . \quad (6.26)$$

Die beiden rechtsseitigen Größen sind proportional zur Strömungsgeschwindigkeit. Für die linksseitige Rotorleistung folgt ein quadratischer Zusammenhang. Die Charakteristik einer bidirektionalen Turbine unter stetigem, unidirektionalem Gasstrom lässt sich mit Hilfe des turbinenspezifischen Drehmoment-Koeffizienten  $C_T$  und des Input-Koeffizienten  $C_A$  ausdrücken [150]. Das Drehmoment  $T_o$  und der erforderliche Druckverlust  $\Delta p$  entlang der Turbine ergibt sich dann zu:

$$T_o = \frac{1}{2} \cdot \rho_m \cdot (u^2 + u_R^2) \cdot b \cdot l_R \cdot z \cdot r_R \cdot C_T , \quad (6.27)$$

$$\Delta p = \frac{1}{2} \cdot \rho_m \cdot (u^2 + u_R^2) \cdot b \cdot l_R \cdot z \cdot u \cdot C_A / U \quad (6.28)$$

mit der mittleren Gasdichte  $\rho_m$ , der axialen Strömungsgeschwindigkeit  $u$ , der Umfangsgeschwindigkeit  $u_R$  bei  $r_R$ , der Höhe der Rotorblätter  $b$ , der (axialen) Sehnenlänge der Rotorblätter  $l_R$ , der Rotorblattanzahl  $z$ , dem mittleren Radius der Rotorblätter  $r_R$  und dem Volumenstrom  $U$ .

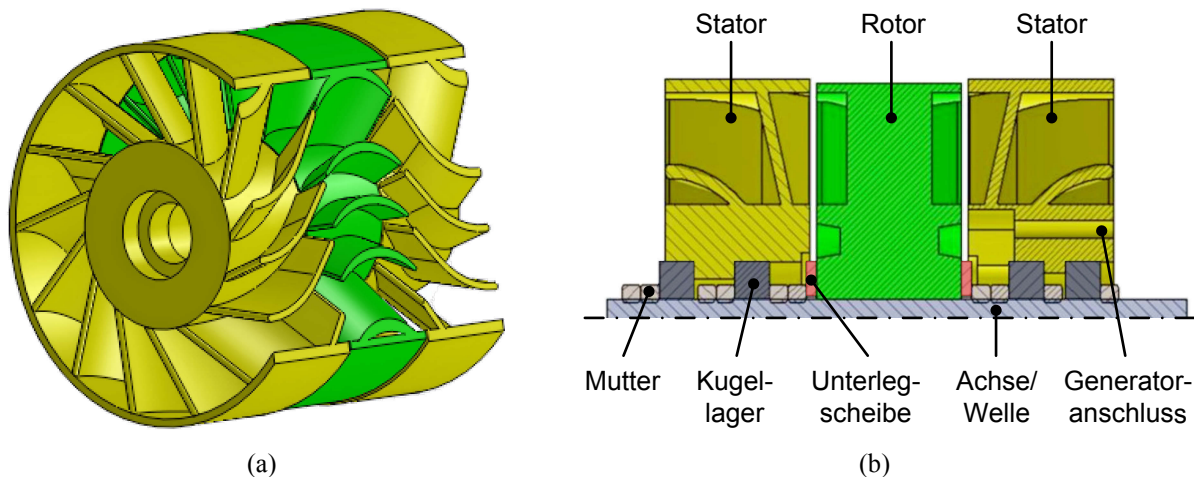
Das Verhältnis zwischen der axialen Strömungsgeschwindigkeit und der Umfangsgeschwindigkeit wird als Strömungs-Koeffizient  $C_F$  bezeichnet:

$$C_F = \frac{u}{u_R} . \quad (6.29)$$

Über ihn ergibt sich der akustisch-mechanische Wirkungsgrad  $\eta_{BDT}$  der bidirektionalen Turbine zu:

$$\eta_{BDT} = \frac{P_m}{\Delta \dot{E}} = \frac{T_o \omega_R}{\Delta p U} = \frac{C_T}{C_A C_F} . \quad (6.30)$$

Die strömungsmechanischen Koeffizienten  $C_T$  und  $C_A$  sind turbinenspezifisch und werden in vielfältiger Weise beeinflusst. Neben der Schaufelgeometrie bilden sie auch verschiedenste Verlustfaktoren ab, z.B. aerodynamische oder Spaltverluste. Sie sind abhängig von der Reynolds-Zahl und dem Strömungs-Koeffizienten  $C_F$  [22].  $C_T$  und  $C_A$  lassen sich mit bekannter Turbinengeometrie experimentell durch Messung von Drehmoment, Druckverlust, Drehzahl und Strömungsgeschwindigkeit bestimmen. Eine theoretische Berechnung ist ebenfalls möglich, erfordert allerdings die Kenntnis von Verlustfaktoren und lokalen Strömungsvektoren [148]. In einer idealen Turbine gleichen sich  $C_T$  und  $C_A$  einander an. Der maximale Wirkungsgrad wird erreicht, wenn der Strömungs-Koeffizient  $C_F = 1$  beträgt.



**Abbildung 6.20:** CAD-Modell der bidirektionalen Turbine (a) Geometrie von Statoren und Rotor in geschnittener Ansicht, (b) Montageabfolge der Komponenten auf der Welle im Längsschnitt

Ein umfassender Nachweis, ob die für die Betriebsbedingungen von Wellenkraftwerken aufgestellte Theorie bidirektionaler Turbinen auch auf die abweichenden Bedingungen in thermoakustischen Systemen zutrifft, ist aus der Literatur nicht bekannt. Bisher sind lediglich erste Beobachtungen zur Funktion bei thermoakustischen Bedingungen (erhöhter Betriebsdruck, hohe Frequenz mit sehr kleiner Schallauslenkung) publiziert worden. Diese fallen positiv aus [22].

### 6.5.2 Entwurf und Aufbau

Der Demonstrator soll lediglich einen Funktionsnachweis erbringen. Eine detaillierte Analyse und geometrische Optimierung ist im Rahmen der Arbeit nicht vorgesehen und würde einen separaten Teststand mit kontrollierten akustischen Eingangsbedingungen erfordern. Der geometrische Entwurf der bidirektionalen Turbine erfolgt in Anlehnung an das auf Basis experimenteller Untersuchungen optimierte Turbinendesign von Setoguchi et al. [150], enthält aber Anpassungen in Folge der deutlich kleineren Ausmaße. Das Design soll eine Fertigung der Turbinenteile mittels 3D-Gipsdruck ermöglichen. Der abgeschlossene CAD-Entwurf der zwei spiegelsymmetrischen Statoren und des zwischenliegenden Rotors ist in Abb. 6.20(a) dargestellt.

Der Außendurchmesser der Statoren beträgt 81,5mm. Sie können mit nur wenig Spiel in die Rohrschleife des Motors eingeschoben werden und lassen sich dort mit Schmelzklebstoff fixieren. Um eine freie Drehung des Rotors zu gewährleisten, ist sein Außendurchmesser mit 80mm geringer gehalten. Statoren wie Rotor weisen einen umlaufenden Außenring auf, welcher dabei hilft, die strukturelle Belastbarkeit der dünnen Schaufeln zu erhöhen. Die Schaufeln erstrecken sich in einem Bereich zwischen Nabe und Außenring mit einem inneren Durchmesser von 38,5mm und einem äußeren von 77mm. Der mittlere Schaufeldurchmesser beträgt 57,75mm. Das Verhältnis zwischen innerem und äußerem Schaufeldurchmesser ergibt sich zu 0,5. Jedes Teil besitzt eine axiale Länge von 25mm. Setoguchi et al. schlugen vor, dass der tangentielle Abstand zweier Schaufeln im Verhältnis zu ihrer axialen Länge in etwa 0,5 betragen soll. Außerdem sollten Statoren und Rotor eine unterschiedliche Schaufelanzahl aufweisen, um ein selbstständiges Anlaufen der Turbine sicherzustellen. Diese Anforderungen werden mit einer Schaufelanzahl der Statoren von 14 und des Rotors von 16 erfüllt.



**Tabelle 6.3:** Geometrische Werte der entworfenen bidirektionalen Turbine

Größe	Statoren	Rotor
Schaufelwinkel	$\alpha = 30^\circ$	$\beta = 60^\circ$
Schaufelanzahl	14	16
Außendurchmesser	81,5 mm	80,0 mm
Durchmesser der Nabe	38,5 mm	
Außendurchmesser der Schaufeln	77 mm	
Mittlerer Schaufeldurchmesser	57,75 mm	
Axiale Länge	25 mm	

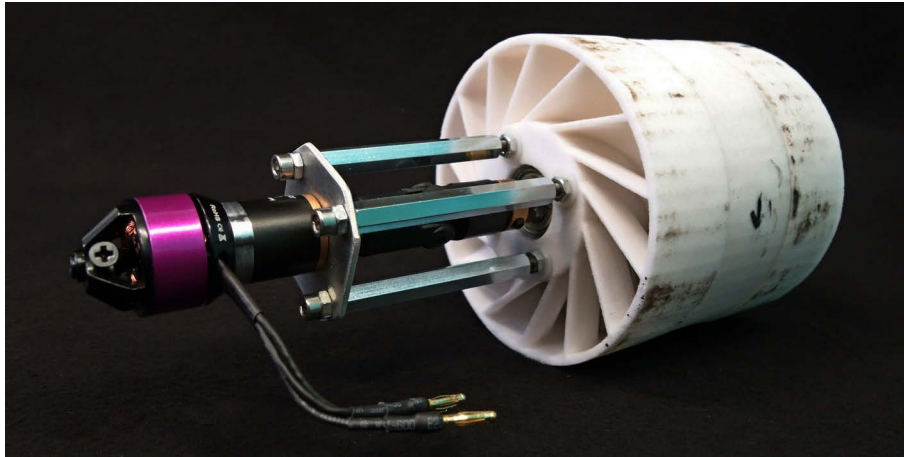
Die Schaufelwinkel für Statoren und Rotor werden mit  $\alpha = 30^\circ$  bzw.  $\beta = 60^\circ$  festgesetzt. Die Statorschaufeln sind so aufgebaut, dass sie die axial kommende Strömung zunächst über einen Kreisbogen (20 mm Radius) bis zum Erreichen des Statorwinkels umlenken und anschließend einen geradlinigen Auslauf Richtung Rotor besitzen. Das Strömungsprofil entspricht einer Platte mit konstanter Wanddicke von 2 mm. Die Rotorblätter weisen ein elliptisches Profil auf. Dabei besitzt die Außenseite der Schaufeln eine höhere Exzentrizität. Entsprechend ist die Wanddicke in der axialen Mitte mit 4 mm am stärksten und verjüngt sich zu den Rändern hingehend auf 1,5 mm. Die Profile besitzen keine radiale Verdrehung. In Tabelle 6.3 sind die geometrischen Parameter der Turbine zusammengestellt.

Entsprechend des Schnittbildes in Abb. 6.20(b) sind die beiden Statoren und der Rotor auf einer gemeinsamen Welle axial gelagert. Als Welle wird eine Gewindestange genutzt (6 mm Durchmesser). Über Unterlegscheiben und Muttern ist der Rotor kraftschlüssig mit der Welle verbunden. Die Statoren sitzen auf je zwei Kugellagern, die Drehung des Rotors ist vom festen Sitz der Statoren entkoppelt. Die axialen Abstände können über Passscheiben und Muttern eingestellt werden. Ein Statorteil besitzt im Bereich der Nabe Bohrungen. In diese lassen sich Gewindeeinsätze zur Verschraubung einer Generatorhalterung einbringen. Der Generator ist über ein Getriebe und eine Kupplung mit der Turbinenwelle verbunden. Die montierte Baugruppe aus Turbine und Generator ist in Abb. 6.21 gezeigt.

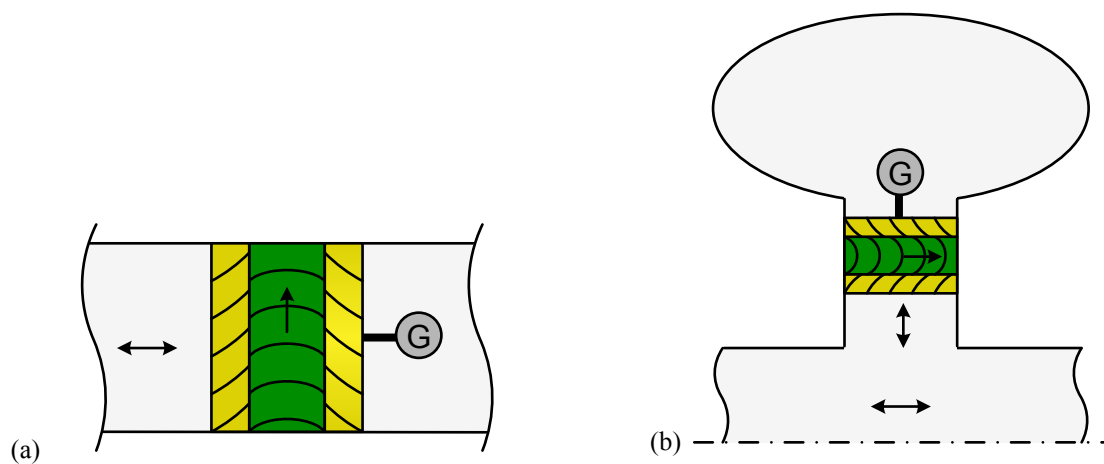
Bei dem verwendeten Generator handelt es sich um einen bürstenlosen Gleichstrommotor (12-poliger Außenläufer) aus dem Modellbaubereich (Hacker A10-7L). Er soll als Generator betrieben werden. Der Motor ist mit einem Durchmesser von 21 mm und einer Länge von 25 mm (ohne Anschluss) sehr kompakt aufgebaut. Um im Generatorbetrieb eine möglichst hohe Ausgangsspannung zu erzielen, wird die Rotordrehzahl mit Hilfe eines zwischengeschalteten Getriebes um den Faktor 4,4 erhöht. Zur Bestimmung der generierten elektrischen Leistung wird der Generator über eine elektrische Durchführung mit einer außerhalb des thermoakustischen Motors liegenden Lastschaltung verbunden. Das Messverfahren wird in Abschnitt 6.9.4 erläutert.

Die Turbine-Generator-Einheit wird entsprechend Abb. 6.22(a) direkt in den 430 mm langen Rohrabschnitt des thermoakustischen Motors eingesetzt (vgl. Abb. 6.2). Abbildung 6.22(b) zeigt einen alternativen Einbau im Hals eines abzweigenden Helmholtz-Resonators. Möglicherweise wäre eine derartige Implementierung vorteilhaft, weil sie eine separate Optimierung des akustischen Feldes und der Strömungsbedingungen in der Turbine zulässt. Eine Verbindung beider Systeme würde über die Schnittstelle der Eingangsimpedanz des Systems aus Helmholtz-Resonator und Turbine geschehen.





**Abbildung 6.21:** Gefertigte, bidirektionale Turbine mit montiertem Generator

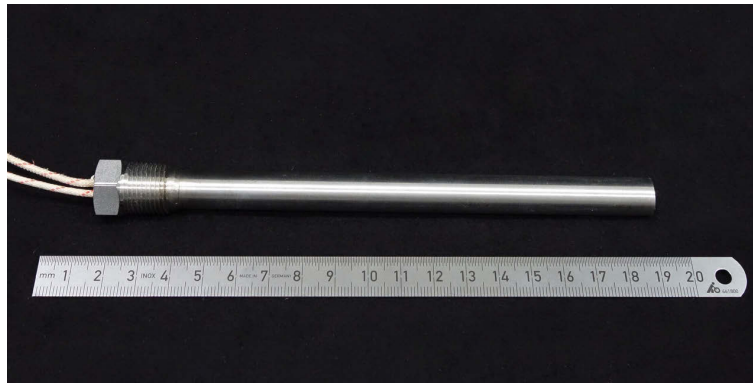


**Abbildung 6.22:** Varianten zur Implementierung der Turbine-Generator-Einheit (a) in serieller Verschaltung zur Rohrschleife, (b) in abzweigender Verschaltung im Hals eines Helmholtz-Resonators

## 6.6 Wärmezufuhr

Die Zufuhr des Wärmestroms wird mit zwei elektrischen Heizpatronen realisiert, je eine für jede Kupferhälfte des heißseitigen Wärmeübertragers aus Abb. 6.6. Die Patronen müssen einen möglichst hohen Wärmestrom liefern. Außerdem sollten sie eine kompakte Bauform aufweisen, um in die Kupferhälften integriert werden zu können. Die beheizbare Länge muss in etwa der Länge der Durchgangsbohrung einer Kupferhälfte entsprechen. Nur so kann eine gleichmäßige Erwärmung der Struktur sichergestellt werden, während eine lokale Überhitzung der Patronen aufgrund mangelnder Wärmeableitung verhindert wird. Darüber hinaus müssen die Patronen über einen Anschluss verfügen, welcher eine Durchführung der Stromzufuhr und eine Abdichtung des bedruckten Systems erlaubt.

Die ausgewählten Heizpatronen (Omega Engineering, Typ HDC16228) erfüllen alle Anforderungen und sind in Abb. 6.23 dargestellt. Sie besitzen eine Mantellänge von 152,4mm (135,3mm direkt beheizt) bei einem Außendurchmesser von 12,6mm. Mit einer maximalen Heizleistung von 1500 Watt je Patrone (Anschlussspannung: 240 V<sub>AC</sub>) ergibt sich eine Leistungsdichte am Mantel von 28 W/cm<sup>2</sup>.



**Abbildung 6.23:** Heizpatrone (Omega HDC16228)

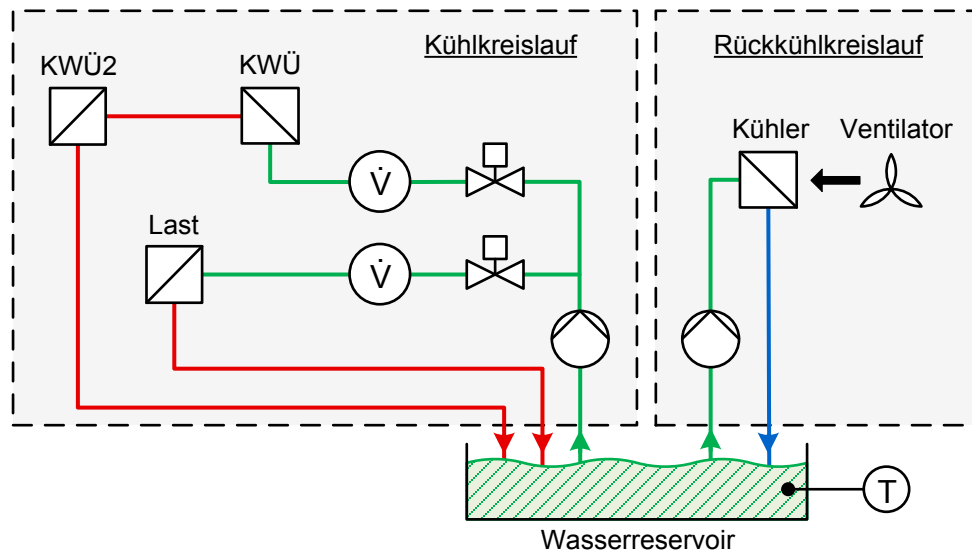
Der Edelstahlmantel beinhaltet eine Füllung aus Magnesiumoxid, in die der Nickel-Chrom Widerstandsheizdraht gebettet ist. Die Patronen sind bis 650°C temperaturbeständig und besitzen ein aufgesetztes, kegeliges Gewinde ( $\frac{3}{8}$  Zoll NPT, 18). Beim Betrieb mit 230V<sub>AC</sub> Netzspannung können beide Patronen bei Vernachlässigung ohmscher Verluste der Anschlussleitung eine maximale thermische Leistung von 2875 W bereitstellen. Sie übertreffen die Anforderungen an die Wärmezufuhr.

Die Regelung von Temperatur oder Leistung erfolgt über ein angesteuertes Halbleiterrelais, welches die Stromzufuhr pulsweise unterbricht. Die Temperaturmessung erfolgt hierbei in den Kupferblöcken des heißseitigen Wärmeübertragers in direkter Nähe zur Heizpatrone (vgl. Abschnitt 6.2.3.1). Die Details des entwickelten Steuermechanismus werden in Abschnitt 6.9.3 erläutert. Es sei bemerkt, dass die Patronen nach mehrmonatiger Betriebszeit in kurzem Abstand zueinander versagten. Als Ursache wird die Ein-Aus-Regelung über das Relais vermutet. Die häufigen Thermalzyklen im Inneren jeder Patrone ermüdeten den Heizdraht.

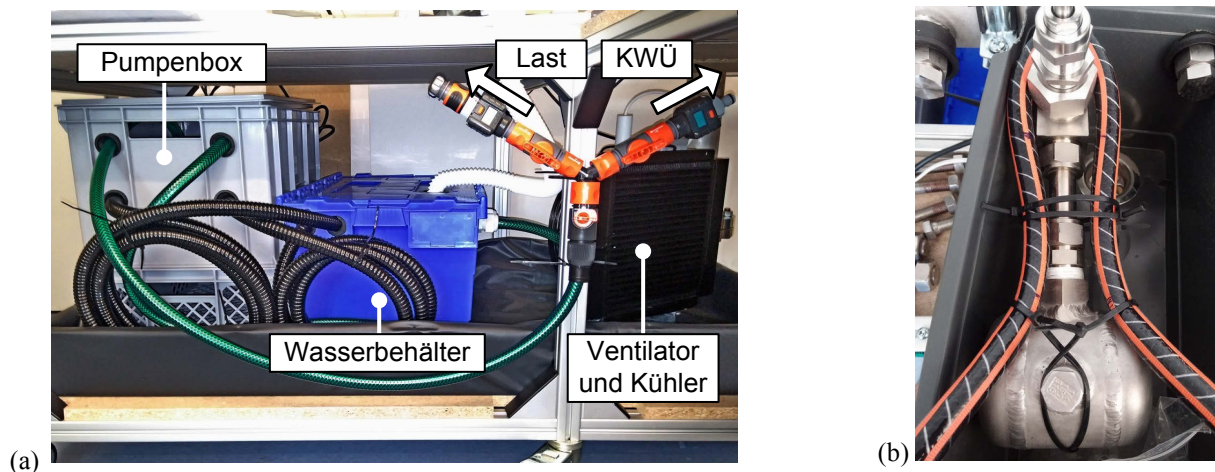
## 6.7 Wärmeabfuhr

Wie in Abschnitt 6.2.3.2 beschrieben, erfolgt die Wärmeabfuhr von den kaltseitigen Wärmeübertragern über einen geschlossenen Wasserkühlkreislauf. Der Aufbau des Kühlsystems ist in Abb. 6.24 dargestellt. Er besteht aus zwei separaten Kreisläufen: einem Kühlkreislauf zur Kühlung des thermoakustischen Motors und einem Rückkühlkreislauf. Beide sind über ein Wasserreservoir miteinander verbunden. Die im Kühlkreislauf aufgenommene Wärme wird im Rückkühlkreislauf an die Umgebungsluft abgegeben. Die Temperatur des Wasserreservoirs kann zeitlich annähernd konstant gehalten werden. Beide Kreisläufe werden von je einer Speisepumpe angetrieben (Einhell BG-GP 636).

Der Kühlkreislauf spaltet sich in zwei Stränge auf. Der erste Strang kühlt in serieller Verschaltung zunächst den regulären und anschließend den sekundären kaltseitigen Wärmeübertrager. Der zweite Strang dient der Kühlung der akustischen Last. Dissipationswärme wird durch eine äußere Umströmung abgeführt. Ein umgelegtes in Richtung der Last mit Löchern versehenes Schlauchstück kommt zur Anwendung. Eine Wanne mit Abfluss zum Wasserreservoir fängt das umlaufende Kühlwasser auf. Der Einbau von Regulierventilen (Gardena 977-50) und Wassermengenzählern (Gardena 8188-20) ermöglicht die manuelle Einstellung des Volumenstroms in jedem Strang. Typischerweise verwendete Durchflussraten betragen 12...15 l/min für die Wärmeübertrager und 4...6 l/min für die Last.



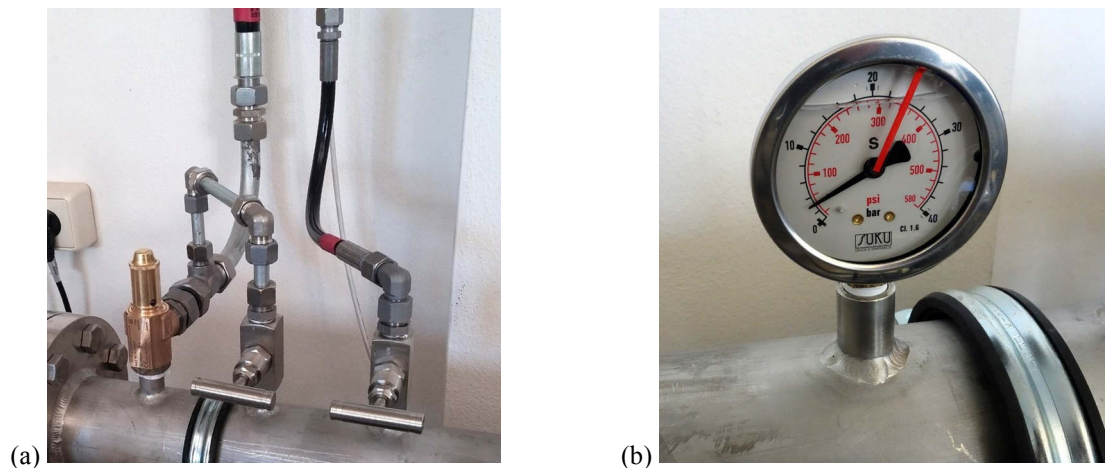
**Abbildung 6.24:** Schematische Darstellung der Kühlkreisläufe



**Abbildung 6.25:** Detaildarstellung des Kühlsystems (a) Komponenten im Unterbau des Versuchsstandes, (b) Kühlung der akustischen Last (Helmholtz-Resonator)

Das Herzstück der Rückkühlung ist ein Lamellenwärmeübertrager mit Windfang und Ventilator (GR100D 230V, ziehend). Bei einer Temperaturdifferenz zwischen Wasser und Umgebung von 10 bis 15 K und einem Wasserdurchfluss von 50 l/min kann über ihn eine maximale Wärmeabgabe im Bereich von 2 bis 3 kW erfolgen; ausreichend, um die Wassertemperatur im Reservoir auf max. 35 °C zu begrenzen. Tatsächlich wird die Wassertemperatur während des Betriebes kontinuierlich mit einem Temperaturmessfühler erfasst, manuell über eine Regelung der Drehzahl des Ventilators gesteuert und im Allgemeinen auf 31 °C reguliert. Hierfür kommt ein Leistungsregler (Kemo M012) zum Einsatz.

Die Komponenten des Kühlsystems lassen sich in den Unterbau des Versuchsstandes integrieren (Abb. 6.25(a)). Beide Pumpen sind aus Sicherheits- und Lärmschutzgründen in einer gemeinsamen Box untergebracht. Diese steht erhöht zum Wasserbehälter und ermöglicht den Betrieb der Saugpumpen. Die Einzelkomponenten sind über herkömmliche Schläuche und Verbindungsstücke miteinander verbunden. Alle Teile befinden sich in einer gemeinsamen Wanne, um einen Wasseraustritt im Havariefall aufzufangen. Abbildung 6.25(b) zeigt die Kühlung der akustischen Last.



**Abbildung 6.26:** Gasversorgung (a) Abblase- und Befüllarmaturen, (b) Manometer zur Druckkontrolle

## 6.8 Gasversorgung

Der thermoakustische Motor soll mit verschiedenen Arbeitsgasen bei Drücken bis 25 bar betrieben werden können. Das Arbeitsgas, im Auslegungsfall Argon, wird von einer Druckgasflasche bereitgestellt, die sich in einem Sicherheitsschrank befindet. Von dort soll das Gas über eine Leitung dem Motorraum zugeführt werden. Außerdem ist eine geregelte Entlüftung notwendig, die das Arbeitsgas kontrolliert aus dem Motorraum und dem Labor abführt. Die Implementierung eines Sicherheitsventils ist essentiell, um eine Überbeanspruchung des Systems zu verhindern. Abbildung 6.26 zeigt Teile des Subsystems Gasversorgung.

Die Befüllung ist wie folgt realisiert: Ausgehend von der Argon-Druckgasflasche (501, 300 bar) wird der Flaschendruck über einen Druckminderer (300-30 bar) reduziert. Eine Befüllleitung aus verzinktem Ermeto-Rohr stellt die Verbindung zu einem Edelstahl-Nadelventil her, welches in die entsprechende Anschlussbuchse der Rohrschleife eingeschraubt ist. Über das Ventil kann der Gaseinstrom und der Betriebsdruck geregelt werden. Ein analoges Manometer dient zur Kontrolle des Drucks.

Das Abblasen erfolgt in ähnlicher Weise über ein zweites Nadelventil gleicher Bauart. Das ausströmende Gas wird einer Abblaseleitung zugeführt, welche an ein nach außen führendes Belüftungsrohr des Gasflaschenschrankes angeschlossen ist. Derart ist eine gefährliche Belastung der Laboratmosphäre ausgeschlossen. Das zertifizierte Sicherheitsventil der Firma Goetze (Typ 851bGK) löst bei einem Überdruck von 25 bar aus und bläst in dieselbe Abblaseleitung ab. Der Leitungsdurchmesser wurde so ausgelegt, dass ein Abströmen des notwendigen Gasvolumens bedenkenlos möglich ist.

## 6.9 Messtechnik, Datenerfassung und -auswertung

Zur Charakterisierung und Analyse der untersuchten Betriebszustände des thermoakustischen Motors ist der Aufbau eines umfangreichen Messsystems erforderlich. Dieses basiert zum einen auf der Messung von Temperaturen im thermoakustischen Kern und Kühlkreislauf mittels Thermoelementen (Typ K). Zum anderen lässt die Erfassung von Druckschwankungen mit Drucksensoren eine lokale

Bestimmung der akustischen Parameter Leistung, Druckamplitude, Volumenstromamplitude und Phasenverschiebung zu. Zur Wandlung der analogen Messsignale in einen digitalen Datenstrom werden Analog-Digital-Umsetzer der Firma Omega verwendet. Eine Temperaturmesskarte (OM-USB-TC) dient der Erfassung von Temperaturen. Die Wandlung der Druckmessungen wird mit einem separaten Umsetzer (OM-USB-1608FS-Plus) realisiert. Anschließend werden die digitalisierten Daten über eine USB-Verbindung an einen Messrechner übertragen. Hier erfolgt die eigentliche Datenerfassung und -auswertung mit Hilfe der Software LabVIEW. Eine entwickelte Nutzeroberfläche ermöglicht die Überwachung aller Betriebsparameter und die Steuerung von Temperatur bzw. der Leistung der elektrischen Heizpatronen. Darüber hinaus ist die Speicherung aller Messwerte in einer Datei möglich. Anschließend sollen die Mess- und Steuersysteme erläutert werden.

### 6.9.1 Temperaturmessung

Die verwendete Temperaturmesskarte verfügt über acht Thermoelementeingänge und besitzt eine Genauigkeit der Vergleichsstelle von 0,5K. Sämtliche Eingänge werden mit Mantel-Thermoelementen (Typ K) des Anbieters TC Mess- und Regeltechnik belegt. Die Tabelle 6.4 gibt eine Übersicht zu den genutzten Thermoelementen.

Um die thermischen Bedingungen im thermoakustischen Kern ausreichend genau zu erfassen, werden insgesamt sieben Thermoelemente verwendet. An den beiden Messstellen HWÜ 1 und 2 im heißseitigen Wärmeübertrager (vgl. Abschnitt 6.2.3.1) kommen flexible Miniatur-Mantel-Thermoelemente zum Einsatz. Sie werden in die Bohrungen der Kupferplatten eingeführt. Vor der Installation werden die Messspitzen und Bohrungen mit Wärmeleitpaste versehen, um einen möglichst widerstandsfreien Kontakt zur Kupferstruktur herzustellen. Eine Durchführung beider Fühler nach außen erfolgt über eine hochdruckfähige, temperaturbeständige Prozessverschraubung ( $\frac{1}{8}$  Zoll NPT; TC 940-434). In nicht verwendete Durchführungen wird ein Federdraht als Dummy eingesetzt.

Die drei Messstellen in axialer Position des Regenerators werden mit den gleichen Miniatur-Mantel-Thermoelementen erfasst. Die Position REG m befindet sich genau in der Mitte aller Drahtgewebelagen. REG k ist an der äußeren Kaltseite des Regenerators platziert und REG h an der Heißeite. Um einen direkten Kontakt und ein Hineinrutschen der Fühler in die Bohrungen der Wärmeübertrager zu verhindern, sind die beiden äußeren Thermoelemente von einer Gewebelage bedeckt. Eine Durchführung der Fühlerdrähte nach außen gelingt über eine Prozessverschraubung (baugleich zur vorherigen).

Zwei starre, stabförmige Thermoelemente messen die Temperatur des kaltseitigen Wärmeübertragers an den Messstellen KWÜ 1 und 2 (vgl. Abschnitt 6.2.3.2). Beide Thermoelemente sind über Sackbohrungen in die Wandung des Wärmeübertragers eingeführt und werden von Klemmverschraubungen gehalten (TC 875-214). KWÜ 1 befindet sich in direkter Nähe zum durchströmten Kühlungskanal (Abstand zwischen Messspitze und Kanal beträgt weniger als 10mm). Sie gibt annähernd die kälteste Temperatur der Kupferstruktur wieder. KWÜ 2 ist fast am obersten Ende des Bohrungsmusters lokalisiert und bildet in etwa die heißeste Temperatur der Struktur ab. In Kombination mit der Kühlwassertemperatur kann sowohl eine Validierung des Thermalmodells aus Abb. 6.9 als auch eine Überprüfung des Wärmeübergangs zwischen Kühlwasser und Struktur erfolgen. Die Erfassung der Kühlwassertemperatur wird mit einem stabförmigen Mantel-Thermoelement, dessen Messspitze in das Wasserreservoir eingetaucht ist, realisiert.

**Tabelle 6.4:** Verwendete Thermoelemente

Nr.	Messstelle	Abkürzung	Form Durchmesser · Länge (mm)	Bezeichnung
1	kaltseitiger Wärmeübertrager 1	KWÜ 1	3,0 · 100 / Stab	405-015
2	kaltseitiger Wärmeübertrager 2	KWÜ 2	3,0 · 100 / Stab	405-015
3	Regenerator Kaltseite	REG k	0,5 · 250 / Miniatur	406-482
4	Regenerator Mitte	REG m	0,5 · 250 / Miniatur	406-482
5	Regenerator Heißseite	REG h	0,5 · 250 / Miniatur	406-482
6	heißseitiger Wärmeübertrager 1	HWÜ 1	0,5 · 250 / Miniatur	406-482
7	heißseitiger Wärmeübertrager 2	HWÜ 2	0,5 · 250 / Miniatur	406-482
8	Wasserreservoir	WRV	4,5 · 400 / Stab	408-384

Darüber hinaus ermöglicht ein analoges Anlegethermometer direkt hinter dem sekundären kaltseitigen Wärmeübertrager die Kontrolle des Temperatur- und Wärmeeintrags in die Rohrschleife und ist zusätzlich zum axialen Temperaturprofil im Regenerator ein weiterer Indikator für Gedeon-Strömung.

## 6.9.2 Messung der akustischen Parameter

Für die Beschreibung der akustischen Verhältnisse im thermoakustischen Motor sollte eine Erfassung der akustischen Parameter an mindestens zwei Stellen erfolgen. Durch Abgleich mit einem Simulationsmodell lässt sich das akustische Feld im gesamten System rekonstruieren. Eine Messstelle sollte den Schalldurchgang in der Rohrschleife erfassen, eine weitere die Zustände in der akustischen Last, d.h. am Eingang und im Hohlraum des Helmholtz-Resonators. Die Gleichung (2.33) enthält mit der akustischen Leistung, der Druckschwankung, der Volumenstromschwankung und der Phasenverschiebung zwischen Druck und Volumenstrom alle relevanten Parameter. Sie wird erneut wiedergegeben:

$$\dot{E}(x) = \frac{1}{2} |p_1| |U_1| \cos(\varphi) .$$

Während die messtechnische Erfassung der Druckschwankung problemlos mit geeigneten Drucksensoren möglich ist, gestaltet sich die direkte Messung der Volumenstromschwankung ungleich schwieriger. Sie ist zwar über Heizdraht-Anemometrie oder Laser-Doppler-Anemometrie umsetzbar [1], allerdings sind derartige Verfahren aufwendig und fehleranfällig. Für den Einsatz im thermoakustischen Versuchsstand sind sie eher ungeeignet. Durch Nutzung von zwei Drucksensoren an unterschiedlicher Position eines Rohrabschnitts ist es glücklicherweise möglich, auf alle akustischen Eigenschaften an der mittleren Position zwischen beiden Sensoren zurückzuschließen. Der Druckwert ergibt sich als Mittel beider Druckmessungen, die Schallschnelle aus der Differenz. Die Methode wird allgemein als *Zwei-Sensor* bzw. *Zwei-Mikrofon Methode* bezeichnet [1], [140], [151], [152]. In ähnlicher Weise ist die Bestimmung der in einem Helmholtz-Resonator dissipierten Leistung möglich. Hierzu ist die Erfassung der Druckschwankungen am Eingang und im Hohlraum des Resonators nötig [1], [140]. Die angestrebten Messkampagnen bei atmosphärischem (1 bar) und erhöhtem Druck (20 bar) erfordern die Verwendung zweier verschiedener Typen von Drucksensoren.



**Tabelle 6.5:** Verwendete Drucksensoren

	<b>1 bar</b>	<b>20 bar</b>
Typ	WIKA Typ-P30 (14143960)	Gems 3100-S-0025G-02-E-0-00
Messbereich	0,8...1,2 bar (Absolutdruck)	0...25 bar (Überdruck)
Genauigkeit	0,1 % des Messbereichs	0,2 % des Messbereichs
Ansprechzeit	1 ms	1 ms
Hilfsenergie	DC 14...30V	DC 8...30V
Ausgangssignal	DC 0...10V	
Elektrischer Anschluss	Rundsteckverbinder M12x1 (4-Pins)	
Prozessanschluss	¼ Zoll NPT	

Für die Messungen unter atmosphärischem Druck stehen insgesamt vier Sensoren zur Verfügung (WIKA Typ-P30), für die Messungen bei erhöhtem Druck sechs Sensoren (Gems 3100 Series). Alle Sensoren verfügen über einen Prozessanschluss mit ¼ Zoll NPT-Gewinde. Sie lassen sich über die entsprechenden Gewindemuffen mit der Rohrschleife und dem Helmholtz-Resonator verbinden. Die Hilfsenergie für den Sensorbetrieb wird mit einem Labornetzgerät (Korad KD3005D) bei einer gewählten Gleichspannung von 20V bereitgestellt. Die Spezifikation der beiden verwendeten Sensortypen ist der Tabelle 6.5 zu entnehmen.

Zur Bestimmung der lokalen akustischen Parameter wird stets ein Sensorpaar in einem Abstand von 0,10m verwendet. Für die Messung der innerhalb der Rohrschleife übertragenen akustischen Leistung stehen am thermoakustischen Motor insgesamt vier verschiedene Positionen zur Verfügung, die in Abb. 6.2 gekennzeichnet wurden. Position A befindet sich direkt hinter dem Kernabschnitt und vor der akustischen Last, Position B ist hinter den möglichen Lastanbindungen platziert, Position C befindet sich etwa auf halber Länge der akustischen Rückführung und Position D kurz vorm Wiedereintritt in den Kernabschnitt. Die Vermessung der akustischen Bedingungen des Helmholtz-Resonators ist ebenfalls über ein Sensorpaar möglich. Ein Sensor misst die Druckschwankung im Hohlraum des Resonators, während der andere die lokale Schwingung in der Rohrschleife aufnimmt.

Der Analog-Digital-Wandler erfasst die Druckschwingungen jedes Sensors mit einer Abtastrate von 30kHz. Der Datensatz wird über das LabVIEW Programm sekundlich analysiert und ausgewertet. Die Abtastrate liegt sehr viel höher als die zu erfassende Frequenz der Druckschwingung und übererfüllt das Nyquist-Theorem. Eine sehr genaue Bestimmung von Druckamplitude, Phase und Frequenz wird ermöglicht. Die ermittelten Parameter sind Ausgangspunkt für die Berechnung aller weiteren akustischen Größen. Anschließend werden die verwendeten Berechnungsverfahren beschrieben.

#### 6.9.2.1 Messung in der Rohrschleife

Breitet sich eine Schallwelle entlang eines Rohres mit der Querschnittsfläche  $A$  aus, so lassen sich die akustischen Parameter an der Position  $x$  durch Messung der Druckschwingung an zwei unterschiedlichen Punkten bestimmen. Die Messpunkte besitzen einen Abstand  $\Delta x \ll \lambda$  zueinander, wobei  $x$  die Mittelposition zwischen beiden Punkten beschreibt. Der vorgelagerte Sensor erfasst die Druckschwingung  $p_{1a}$  und der nachgelagerte die Druckschwingung  $p_{1b}$ . Bei Annahme einer einfachen, harmoni-

schen Schallsschwingung und Vernachlässigung von thermoviskoser Dämpfung ergibt sich die Druckschwingung bei  $x$  annähernd zu [1], [140]:

$$p_1 = \frac{p_{1a} + p_{1b}}{2}. \quad (6.31)$$

Die Schallschnelle  $u_1$  steht über Gleichung (2.10) in Verbindung zum Druckgradienten, so dass gilt:

$$-\frac{dp_1}{dx} = i\omega\rho_m u_1. \quad (6.32)$$

Die Volumenstromamplitude  $U_1$  an der Position  $x$  ergibt sich daraus mit:

$$U_1 = \frac{iA}{\omega\rho_m} \frac{p_{1b} - p_{1a}}{\Delta x}. \quad (6.33)$$

Durch Kombination der Gleichungen (2.33), (6.31) und (6.33) lässt sich die akustische Leistung ausschließlich über die Druckamplituden  $|p_{1a}|$  und  $|p_{1b}|$  sowie über den Phasenwinkel  $\theta$ , mit dem die Schwingung  $p_{1a}$  der Schwingung  $p_{1b}$  vorausseilt, ausdrücken. Sie ergibt sich zu:

$$\dot{E} = \frac{A}{2\omega\rho_0\Delta x} |p_{1a}| |p_{1b}| \sin(\theta). \quad (6.34)$$

Dämpfungseffekte an der Oberfläche des Rohres zwischen  $a$  und  $b$  haben einen relativ großen Einfluss auf das Ergebnis der Gleichung (6.34). Aufgrund der Verzögerung der Schallschnelle innerhalb der viskosen Eindringtiefe  $\delta_v$  steht effektiv nicht die volle Querschnittsfläche des Rohres für den Leistungstransport zur Verfügung. Außerdem erfolgt eine Verschiebung der Phase in der Größenordnung von  $\delta_v/r$ , wobei  $r$  den Rohrradius beschreibt. Für kleine  $\delta_v/r$  wird Gleichung (6.34) erweitert zu [140]:

$$\dot{E} = \frac{A}{2\omega\rho_0\Delta x} \left[ \left(1 - \frac{\delta_v}{r}\right) |p_{1a}| |p_{1b}| \sin(\theta) + \frac{\delta_v}{2r} (|p_{1a}|^2 - |p_{1b}|^2) \right]. \quad (6.35)$$

Anschließend kann die Phasenverschiebung  $\varphi$  zwischen der Druck- und Volumenstromschwingung durch Umstellen von Gleichung (2.33) berechnet werden:

$$\varphi = \arccos\left(\frac{2\dot{E}}{|p_1||U_1|}\right) \quad (6.36)$$

mit Verwendung der akustischen Leistung  $\dot{E}$  aus Gleichung (6.36), der Druckschwingung  $p_1$  aus Gleichung (6.31) und der Volumenstromschwingung  $U_1$  aus Gleichung (6.33).

### 6.9.2.2 Messung im Helmholtz-Resonator

Die Bestimmung der im Helmholtz-Resonator dissipierten akustischen Leistung (vgl. Abschnitt 6.4) ist relativ trivial unter der vereinfachenden Annahme, dass sich die Volumenstromschwingung entlang des akustisch träge wirkenden Resonatorhalses nicht ändert. Die Volumenstromschwankung am Ein- und Austritt ist identisch. Bei Kenntnis des Isentropenexponenten  $\gamma$ , des mittleren Drucks  $p_m$  und des Hohlraumvolumens  $V_{HRes}$  ergibt sie sich mit der Kontinuitätsgleichung in Formel (2.8) und der im Hohlraumvolumen des Resonators gemessenen Druckschwingung  $p_{1,HRes,V}$  zu [1], [140]:



$$U_1 = i\omega C p_{1,V} = \frac{i\omega V_{HRes}}{\gamma p_0} p_{1,V} . \quad (6.37)$$

Die in den Resonator einströmende akustische Leistung kann anschließend über die Gleichungen (2.33) und (6.37) sowie mit Nutzung der am Resonatoreintritt gemessenen Druckschwingung  $p_{1,HRes,ein}$  bestimmt werden. Es gilt:

$$\dot{E} = \frac{1}{2} |p_{1,HRes,ein}| |U_1| \cos(\varphi) = \frac{\omega V_{HRes}}{2\gamma p_0} |p_{1,HRes,ein}| |p_{1,HRes,V}| \sin(\theta), \quad (6.38)$$

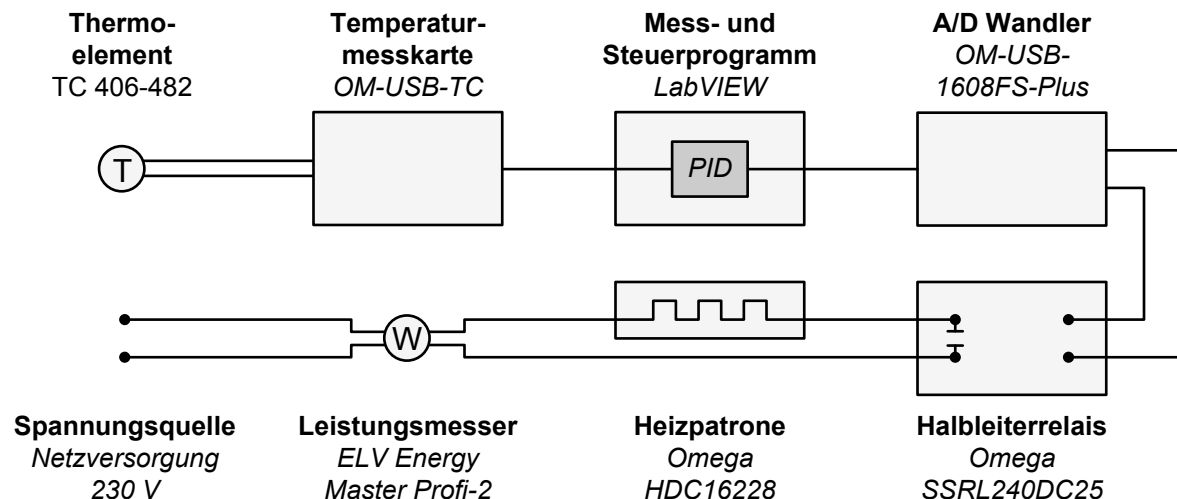
wobei  $\theta$  den Phasenversatz zwischen beiden Druckschwingungen kennzeichnet.

Die Gleichung (6.38) gibt die dissipierte Leistung im Rahmen der durchzuführenden Versuche ausreichend genau wieder. Sie ist unabhängig von der Temperatur der Komponenten. Eine Kühlung des Helmholtz-Resonators sollte dennoch erfolgen. Sie ist wichtig, um eine Beschädigung der Sensoren zu verhindern und hält außerdem die Resonanzfrequenz des Resonators konstant. Ungenauigkeiten können aus verschiedenen Ursachen entstehen, z.B. durch den nicht berücksichtigten Widerstand der thermischen Entspannung an der Wandfläche des Hohlraums, eine Volumenstromänderung entlang des Resonatorhalses aufgrund der Kompressibilität des Gases oder einer Diskontinuität des Volumenstroms an der Verbindungsstelle zwischen Resonator und Rohrschleife [1]. Eine weitere Unsicherheit ist mit nichtlinearen Strömungseffekten aufgrund der hohen Schallschnelle und den hiermit einhergehenden Turbulenzverlusten im Resonatorhals verbunden [140].

### 6.9.3 Steuerung der elektrischen Heizpatronen

Bei Anschluss der elektrischen Heizpatronen (vgl. Abschnitt 6.5) an das 230V Wechselstromnetz wird deren Heizleistung vom Innenwiderstand des Heizdrahts bestimmt. Für die Versuchsdurchführung mit dem thermoakustischen Motor ist eine Steuerung des zugeführten Wärmestroms notwendig. Dabei werden zwei verschiedene Betriebsmodi ermöglicht: entweder die Zufuhr eines gewünschten Wärmestroms, bei der sich die Heißeittemperatur entsprechend der Betriebsbedingungen einstellt oder zur Bereitstellung einer konstanten Heißeittemperatur, bei der ein geeigneter Regler die hierfür benötigte Heizleistung steuert.

Jede Patrone ist über ein Halbleiterrelais (Omega SSRL240DC25) mit dem Stromnetz verbunden. Die Relais lassen sich mit digitalen Signalausgängen des verwendeten Analog-Digital-Wandlers schalten. Das Steuersignal wird vom LabVIEW Programm erzeugt. Es handelt sich um ein pulsweitenmoduliertes Signal mit einer gesamten Pulsweite von 1s und einer minimalen Stufenlänge von 20ms. Die zeitlich gemittelte Leistung der Heizpatronen lässt sich auf diese Weise in feinen Abstufungen zwischen 0% (Relais schaltet während der Pulsweite gar nicht) und 100% (Relais schließt den Heizstromkreis durchgängig) verändern. Da der Innenwiderstand der Heizpatronen eine Temperaturabhängigkeit im Bereich von +10% / -5% zum nominellen Wert besitzt, unterliegt die Bestimmung der Heizleistung über die geschaltete Dauer der Pulsweite einem gewissen Fehler. Die zeitlich gemittelte Heizleistung wird daher zusätzlich über ein Energiemessgerät (ELV Energy Master Profi-2) direkt erfasst. Die Abb. 6.27 zeigt das prinzipielle Funktionsschema der Steuerung mit allen für eine Temperaturregelung benötigten Komponenten. Die Relais sind zum Schutz vor Überhitzung auf einem Kühlkörper mit Lüfter montiert.



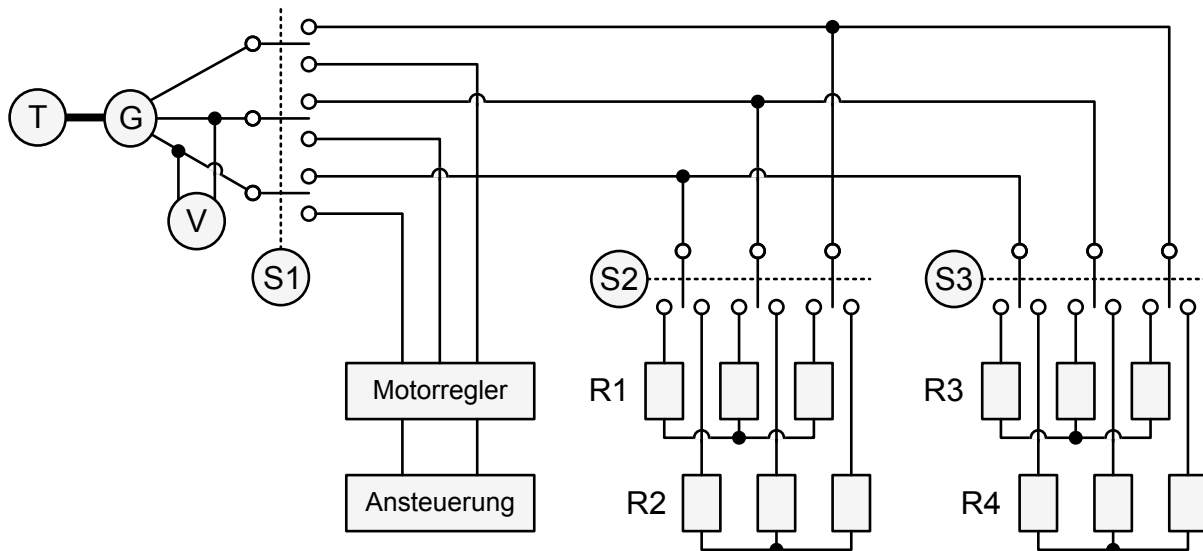
**Abbildung 6.27:** Funktionsschema für die Steuerung der elektrischen Heizpatronen bei Regelung der Temperatur der heißseitigen Wärmeübertrager (vereinfacht für eine Kupferhälfte)

Im Betriebsmodus konstanter Heiseitentemperatur werden die Temperaturen an den Messstellen HW 1 und 2 als Regelgrößen verwendet, welche auf die Führungsgröße (gewünschte Temperatur der Heißseite) geregelt werden sollen. Im entwickelten LabVIEW Programm kommt ein PID-Regler zum Einsatz, der die geschaltete Pulsweite der Relais als Stellgröße anpasst. Die Parameter des Reglers werden experimentell ermittelt und können während des Betriebes verändert werden. Dies ist erforderlich, da die Störgrößen auf die Regelstrecke (thermoakustische Bedingungen) sehr variabel sind. Derart ist dennoch eine zügige Angleichung des Ist- auf den Sollwert erreichbar. Der verwendete Regler ermöglicht eine schnelle und akkurate Temperatursteuerung, die unterhalb des Messfehlers der verwendeten Thermoelemente liegt.

Eine separate Regelung beider Patronen ist erforderlich, da die beiden Kupferhlften des Wärmeübertragers nicht vertikal ausgerichtet sind und eine Hälfte oberhalb der anderen liegt. Natürliche Konvektion innerhalb des Kernabschnitts führt dazu, dass sich die obere Hälfte in einem Bereich höherer Gastemperatur befindet und bereits bei geringerem elektrischen Wärmeeintrag die Solltemperatur erreicht. Die Differenz der Wärmeeinträge zwischen beiden Hälften kann über 5% betragen.

#### 6.9.4 Belastung und Vermessung der Turbine-Generator Einheit

Der in Abschnitt 6.5.2 vorgestellte akustisch-elektrische Generator aus bidirektionaler Turbine, Getriebe und Generator soll in den thermoakustischen Motor eingesetzt und betrieben werden. Außerdem ist die Vermessung der in Form eines dreiphasigen Wechselstroms generierten elektrischen Leistung erforderlich. Die Leistungsmessung soll in Abhängigkeit variabler akustischer Bedingungen und verschiedener Lastwiderstände geschehen. Es sei bemerkt, dass eine detaillierte Aufschlüsselung in den akustisch-mechanischen Turbinenwirkungsgrad und in den Wirkungsgrad der mechanisch-elektrischen Wandlung im Generator mit dem Aufbau nicht vorgesehen ist. Zukünftig könnte dies durch eine genaue Charakterisierung des elektrischen Generators sowie eine Erfassung des Drehmoments und der Drehzahl an der Turbinenwelle erreicht werden. Mit Gleichung (6.26) wäre eine Bestimmung der mechanischen Wellenleistung möglich.



**Abbildung 6.28:** Verschaltung der elektrischen Lastwiderstände (Sternschaltungen R1...4 aus jeweils drei identischen Widerständen) und der Anlaufschaltung über die Schalter S1...3 zur Bestimmung der von bidirektionaler Turbine T und Generator G gewandelten Leistung

**Tabelle 6.6:** Erzielbare Lastwiderstände

Schaltung	R1	R2	R3	R4	R1  R3	R1  R4	R2  R3	R2  R4
Widerstand ( $\Omega$ )	100	3	7,5	33	6,98	24,81	2,14	2,75

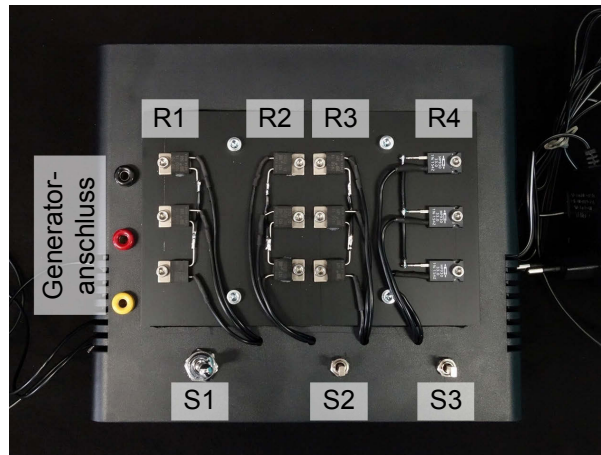
Für den aktuellen Versuchsaufbau ist ausschließlich eine Schätzung der akustischen Leistungsaufnahme  $\Delta \dot{E}_{BDT}$  möglich. Sie ergibt sich aus der Differenz der an den Messstellen A und B (vgl. Abb. 6.2) übertragenen Leistung abzüglich der thermoviskosen Dissipation  $\Delta \dot{E}_{diss}$ . Mit der gemessenen Generatorleistung ergibt sich der akustisch-elektrische Wirkungsgrad  $\eta_{ak-el}$  zu:

$$\eta_{ak-el} = \frac{P_G}{\Delta \dot{E}_{BDT}} = \frac{P_G}{\dot{E}_A - \dot{E}_B - \Delta \dot{E}_{diss}} = \eta_T \eta_G \quad (6.39)$$

mit der Generatorleistung  $P_G$  sowie den akustischen Leistungen  $\dot{E}_B$  und  $\dot{E}_A$ . Er bildet sich aus der Verkettung des Turbinenwirkungsgrades  $\eta_T$  und des Generatorwirkungsgrades  $\eta_G$  (inkl. Getriebe).

Der Generator gibt seine Leistung an eine elektrische Last aus ohmschen Widerständen ab. Alle drei Phasen des Generators werden symmetrisch durch eine Sternschaltung dreier identischer Widerstände belastet. Mittels Schalter ist der Wechsel zwischen insgesamt vier verschiedenen Lastwiderstandsschaltungen möglich. Die Lastkennlinie des akustisch-elektrischen Generators kann aufgenommen werden. Abbildung 6.28 zeigt das Schaltbild der elektrischen Last. Es wird ersichtlich, dass zusätzlich zu den vier Sternschaltungen mit den jeweils identischen Widerständen R1...4 auch eine parallele Verschaltung von R1 oder R2 mit R3 oder R4 möglich ist. Dies ermöglicht eine zusätzliche Abstufung. Der Tabelle 6.6 können die sich ergebenden Widerstände entnommen werden.

Da Dickschicht-Lastwiderstände mit hoher Genauigkeit von  $\pm 1\%$  verwendet wurden (Bourns Serie PWR220T-20 und Caddock Serie MP930), kann eine Berechnung der generierten Leistung auf Basis der verketteten Spannung zwischen zwei Außenleitern erfolgen. Die Spannungsmessung muss eine Bestimmung von Amplitude und Frequenz ermöglichen.



**Abbildung 6.29:** Elektrische Last und Anlaufschaltung mit den Lastwiderständen R1...4, den Schaltern S1...3 und den Buchsen für den dreiphasigen Generatoranschluss

Die ohmschen Widerstände wandeln elektrische Leistung in Wärme um. Sie sind auf einem Kühlkörper aus eloxiertem Aluminium befestigt, welcher mit einem Lüfter versehen ist. Die Schaltung sieht die Möglichkeit für eine Ansteuerung des Generators als Motor vor. Falls ein selbstständiges Anlaufen der Turbine in der akustischen Strömung nicht erfolgt, kann die Haftreibung mit der Anlaufschaltung überwunden und ein Start erzwungen werden. Alle Komponenten der elektrischen Last und Anlaufschaltung sind in einem gemeinsamen Gehäuse integriert, welches in Abb. 6.29 gezeigt wird.

Für die Analyse der Turbine-Generator-Einheit ist neben der Leistungsbestimmung eine Herleitung der Turbinendrehzahl notwendig. Mit der gemessenen Frequenz des Spannungssignals  $f_G$ , der Polpaarzahl  $p_G$  des Generators und der Getriebeübersetzung  $i_G$  bildet sich die Drehzahl der Turbine  $n_{BDT}$  zu:

$$n_{BDT} = \frac{f_G}{p_G i_G}. \quad (6.40)$$

Für den verwendeten Aufbau ergibt sich der Quotient auf der rechten Seite von Gleichung (6.40) zu  $1/(p_G \cdot i_G) \approx 0,0379$ . Die Ausgangsleistung des Generators je Strang  $P_{G,S}$  der Sternschaltung kann in Analogie zur akustischen Leistung aus Gleichung (2.33) gebildet werden:

$$P_{G,S} = \frac{1}{2} |U_S| |I_S| \cos(\varphi_{el}) \quad (6.41)$$

mit der Amplitude der Strangspannung  $|U_S|$ , der Amplitude der Stromstärke  $|I_S|$  und der Phasenverschiebung  $\varphi_{el}$  zwischen dem Spannungs- und Stromverlauf. Die verwendeten Widerstände stellen eine ohmsche Last ohne Einfluss auf die Phasenverschiebung dar. Für den Leistungsfaktor gilt:  $\cos(\varphi_{el}) = 1$ .

Ohne zusätzliche Messung der Stromstärke lässt sich die Gesamtleistung auch durch eine einfache Spannungsmessung zwischen zwei Strängen bestimmen (vgl. Abb. 6.28). Mit dem Verkettungsfaktor  $\sqrt{3}$  bei den verwendeten drei Strängen ergibt sich die Spannung je Strang  $U_S$  aus der verketteten Spannung  $U_{SS}$  zu [153]:

$$U_S = \frac{U_{SS}}{\sqrt{3}}. \quad (6.42)$$

Der je Strang angeschlossene Lastwiderstand  $R_{el}$  lässt sich gleichzeitig als Messwiderstand verwenden. Über das ohmsche Gesetz kann der in jedem Strang fließende Strom  $I_S$  bestimmt werden:

$$I_S = \frac{U_S}{R} = \frac{U_{SS}}{\sqrt{3}R_{el}}. \quad (6.43)$$

Durch Einsetzen der Gleichungen (6.42) und (6.43) in die Gleichung (6.41) und unter der Annahme einer rein ohmschen Last lässt sich die Leistung je Strang ausschließlich über die Amplitude der verketteten Spannung  $|U_{SS}|$  sowie den Lastwiderstand ausdrücken:

$$P_{G,S} = \frac{|U_{SS}|^2}{6R_{el}}. \quad (6.44)$$

Die gesamte vom Generator gelieferte Leistung beträgt mit drei Strängen demnach:

$$P_G = 3P_{G,S} = \frac{|U_{SS}|^2}{2R_{el}}. \quad (6.45)$$

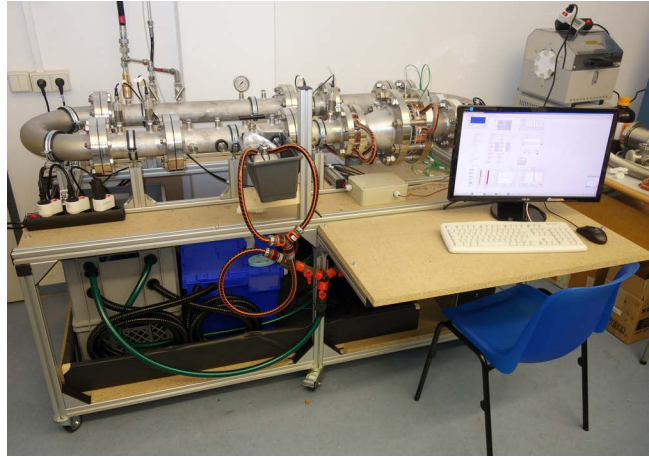
## 6.10 Halterung

Zur Stützung des thermoakustischen Motors und für die Unterbringung aller benötigten Subsysteme wird eine mobile Halterung entworfen. Das montierte System ist in Abb. 6.30(a) dargestellt. Es besteht aus einer gerüstartigen Konstruktion aus Aluminium-Strebenprofilen mit einer quadratischen Querschnittsfläche von 40x40mm und einer Nutbreite von 8mm. Verschraubte Winkelstücke verbinden die einzelnen Streben miteinander. Das gesamte Gerüst erlangt eine ausreichende Belastbarkeit und Steifigkeit, um den Versuchsstand mit einem Gesamtgewicht von etwa 200kg zu tragen. Die Lagerung des Gerüsts auf bremsbaren Lenkrollen sichert einerseits den festen Stand während des Betriebes und ermöglicht andererseits eine einfache Verschiebung für Umbaumaßnahmen. An der Gerüstoberseite sind Rohrschellen montiert, die die Rohrkonstruktion des thermoakustischen Motors aufnehmen können. Sie sind in ihrer Position verstellbar und erlauben eine Variation der Verrohrung. Die Profile bilden gewissermaßen das Skelett des Versuchsstandes. In die horizontalen Zwischenräume eingelegte Holzfaserplatten ermöglichen die Unterbringung der weiteren Subsysteme. Der Unterbau bietet ausreichend Raum für das Kühlwassersystem und den Messrechner, während der obere Bereich Ablageflächen für Messtechnik und Arbeitsmaterialien bereitstellt. Eine separat angebrachte Tischplatte stellt einen Arbeitsplatz für den Versuchsbetrieb zur Verfügung. Der komplett aufgebaute und einsatzfähige Versuchsstand wird in der Abb. 6.30(b) gezeigt.

Abschließend lässt sich zum Aufbau des von Grund auf neu entwickelten thermoakustischen Versuchsstandes sagen, dass die individuellen Subsysteme sämtliche in Abschnitt 6.1 aufgestellten Anforderungen erfüllen. Das modulare und kompakte Konzept ließ sich verwirklichen. Im Anschluss an einen Betriebstest zur Überprüfung der ordnungsgemäßen Funktion aller Systeme sowie kleinerer Fehlerbehebungen kann die eigentliche experimentelle Arbeit beginnen. Eine Kurzbedienungsanleitung sowie Gefährdungsbeurteilung ist den Anhängen D.2 und D.3 zu entnehmen. Das nachfolgende Kapitel fasst die Untersuchungsergebnisse zusammen.



(a)



(b)

**Abbildung 6.30:** Montierte Halterung (a) im Rohzustand, (b) bestückt mit dem einsatzbereiten Versuchsstand

## 7 Versuchsdurchführung und Auswertung

Der abschließend fertiggestellte Versuchsstand ermöglicht die Durchführung der experimentellen Versuche. Als Arbeitsgas kommt stets Argon zum Einsatz. Die an den Messstellen der Drucksensoren lokal erfassten akustischen Bedingungen werden genutzt, um das thermoakustische Simulationsmodell gezielt an die Versuchsergebnisse anzupassen und systematische Abweichungen zwischen Experiment und Simulation aufzuzeigen. Mit dem abgeglichenen Modell ist eine konkrete Rekonstruktion des akustischen Feldes im gesamten System durchführbar. Derart lassen sich Rückschlüsse auf nicht direkt messbare Parameter ziehen, allen voran auf die akustischen Bedingungen in der Regeneratormitte sowie auf die Güte des akustischen Feldes innerhalb der Rohrschleife.

Das primäre Versuchsziel umfasst den Nachweis für die Manipulierbarkeit von normalisierter Impedanz und Phasenverschiebung im Regenerator mittels eines akustisch kompressibel wirkenden Stützens. Dieser ist in seiner Position und Länge variabel. Der Nachweis erfolgt zunächst am unbelasteten System bei konstanter heißseitiger Temperatur von  $400^{\circ}\text{C}$  und einem Druck von 1 bar. Anschließend wird der Motor durch Anbindung des Helmholtz-Resonators belastet. Auch hier liegt der Untersuchungsschwerpunkt zunächst bei der Beeinflussung der akustischen Bedingungen in Regenerator und Rohrschleife in Abhängigkeit der Stützenparameter. Mit Hilfe der Simulation wird eine direkte Gegenüberstellung zwischen belastetem und unbelastetem System möglich.

Überdies werden Versuche bei heißseitiger Temperatur von  $300^{\circ}\text{C}$  und erhöhtem Druck von 20 bar ausgewertet. Wie zuvor umfassen sie die Analyse des Stützeinflusses im belasteten und unbelasteten System. Unterstützt durch die Simulation ist ein Vergleich zwischen den Systemen unterschiedlicher Betriebsdrücke darstellbar. Das betrifft auch die Leistungsabhängigkeit von der Betriebstemperatur sowie die Bestimmung der minimalen Temperatur bei der die akustische Schwingung einsetzt.

Darüber hinaus werden Einflüsse sowohl von der Lastposition, als auch von der komplexen Impedanz des Helmholtz-Resonators (durch Variation der Halslänge) analysiert. Seine Wirkweise im Zusammenspiel mit dem thermoakustischen Motor wird untersucht und numerisch nachvollzogen.

Außerdem werden Unterschiede zwischen den experimentellen thermischen Bedingungen und denen des Simulationsmodells aufgezeigt. Von besonderer Bedeutung sind hierbei die Temperaturen innerhalb des thermoakustischen Kerns und die Wärmeverluste. Vorhandene Wärmeverlustmechanismen können unterschieden und teilweise quantifiziert werden.

Des Weiteren erfolgt eine Auswertung der Experimente im Zusammenhang mit der Gedeon-Strömung. Die Wirkung verschiedener Strömungsdioden wird untersucht und Einflüsse auf das Temperaturprofil im Regenerator aufgezeigt. Im Abgleich mit dem Modell lassen sich die Beeinflussung des akustischen Feldes, die Änderung des Wärmeeintrags sowie die von der Diodengeometrie verursachten Strömungsverluste nachvollziehen. Unterschiede zur Verwendung einer Membran werden erörtert.

Abschließend sollen die Untersuchungsergebnisse für den Einsatz einer bidirektionalen Turbine mit Generator und elektrischer Last vorgestellt werden. Abhängigkeiten vom Lastwiderstand, der akustischen Leistung und den Betriebsbedingungen der Turbine lassen sich aufzeigen.

## 7.1 Bildung des numerischen Modells

### 7.1.1 Modellbildung des thermoakustischen Motors

Bevor auf die Versuchsergebnisse eingegangen wird, soll das mit DeltaEC erstellte Simulationsmodell (Anhang E.1) eingeführt werden, welches es zu validieren gilt. Die geometrischen Innenmaße des thermoakustischen Motors wurden nach Möglichkeit direkt übernommen. Demnach besitzt das Gesamtsystem eine Länge von 4,012m. Die Rohre zur Rückführung der akustischen Leistung weisen, wie auch der Stutzen, einen Innendurchmesser von 0,0825m auf. Lokale Aufweitungen des Durchmessers in Folge der Flanschverbindungen sind nicht berücksichtigt. Tabelle 7.1 listet die im Modell verwendeten geometrischen Parameter der Wärmeübertrager und Regeneratoren auf. Sie entsprechen denen des Versuchsstandes. Die Mitte des Regenerators befindet sich im Simulationsmodell bei  $x = 0,221\text{m}$ . Die verwendeten Positionsangaben der Komponenten  $X$  beschreiben den Abstand zu diesem Wert in Richtung der Wellenausbreitung beginnend mit  $X = 0\text{m}$ .

Die konzentrischen Reduzierungen, welche den erweiterten Querschnitt des thermoakustischen Kerns beidseitig mit dem engeren Querschnitt der Rohrschleife verbinden, besitzen einen symmetrischen Aufbau. Das geometrische Modell beinhaltet Querschnittsänderungen in Folge der angeschweißten Flansche. Es ist für eine Reduzierung in Abb. 7.1 dargestellt. Die relative Oberflächenrauheit der Rohrwand (Höhe der Rauheit geteilt durch den Rohrdurchmesser) wird für alle Rohre vereinfachend mit 0.0005 angenommen. Sie ist ein entscheidender Parameter für den von DeltaEC verwendeten Algorithmus zur Berechnung turbulenter Strömungsverluste an der Rohrwand [57].

Das Simulationsmodell berücksichtigt außerdem konduktive Wärmeverluste zwischen den Wärmeübertragern. Die Verluste über den Regenerator werden durch Verwendung eines Reduktionsfaktors der Wärmeleitung von 0,3 abgebildet und beziehen die Regeneratorhülle mit ein [57]. Durch Nachbildung des axialen Verlaufs der Wandquerschnittsfläche zwischen heißseitigem und sekundärem kaltseitigen Wärmeübertrager wird die Wärmeleitung auch in dieser Richtung erfasst.

In der Tabelle 7.2 sind die mittleren Positionen der Druckmessstellen sowie die möglichen Anschlusspositionen des Helmholtz-Resonators aufgelistet. Die Werte stimmen zwischen Experiment und Simulation überein. Eine Strömungsdiode nach geviertelter Bauart wird zur Reduktion der Gedeon-Strömung verwendet. Sie beginnt 1,787m hinter der Regeneratormitte und ist 0,06m lang. Ihre Querschnittsfläche verengt sich von  $48\text{cm}^2$  auf  $24\text{cm}^2$ .

Die tatsächlichen Positionen aller Komponenten können aufgrund von Fertigungsungenauigkeiten und der Kompressibilität der zusammengepressten Flachdichtungen im Bereich mehrerer Millimeter von den Auslegungswerten abweichen. Hieraus resultierende Fehlereinflüsse gilt es zu bedenken.

Der Tabelle 7.3 sind die bei der experimentellen Versuchsdurchführung variierten Stutzenparameter (Position und Länge) zu entnehmen. Es sei vorweg genommen, dass zur Erzielung gleicher akustischer Bedingungen im Simulationsmodell teils deutlich abweichende Parameter verwendet werden müssen. Auf die Ursachen wird in Abschnitt 7.3.1 eingegangen. Die aufgeführten Werte für die Stutzenpositionen SP1...4 und die Stutzenlängen SL1...6 entsprechen daher lediglich den experimentellen Werten. Beim Modell verwendete Werte müssen entsprechend zugeordnet werden. Anschließend wird die Methodik zum Abgleich der stationären Betriebspunkte von Experiment und Simulation beschrieben.



**Tabelle 7.1:** Simulationsrelevante Parameter der verwendeten Wärmeübertrager und Regeneratoren

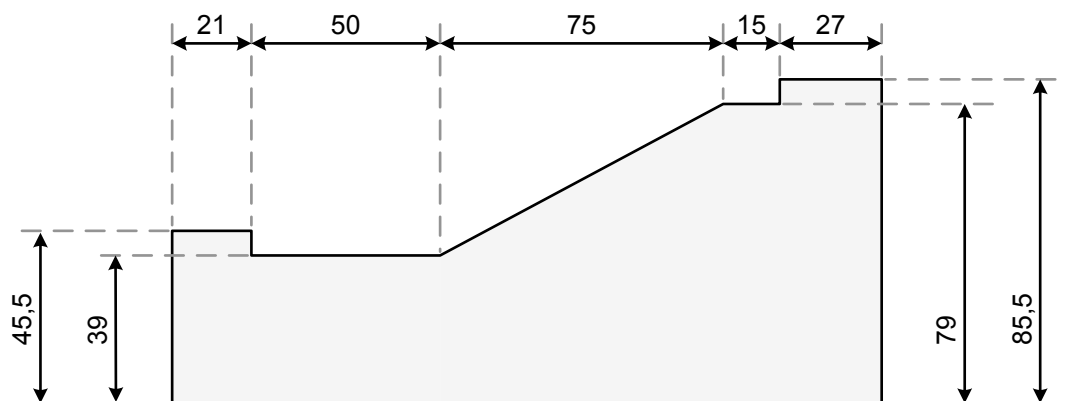
	Wärmeübertrager			Regeneratoren		Einheit
	KWÜ	HWÜ	KWÜ2	1 bar	20 bar	
Länge	20	22	20	26	26	(mm)
Durchmesser	160	160	82,5	160	160	(mm)
Porosität	0,416	0,394	0,595	0,776	0,750	(-)
Hydraulischer Radius	750	750	1000	173	33,7	( $\mu\text{m}$ )

**Tabelle 7.2:** Positionen von Messstellen  $X_{MS}$  und Lastanschluss  $X_{Last}$  relativ zur Regeneratormitte

	$X_{MS}$ (m)		$X_{Last}$ (m)
A	0,360	LP1	0,542
B	1,024	LP2	0,642
C	2,401	LP3	0,742
D	3,661	LP4	0,842

**Tabelle 7.3:** Im Versuchsaufbau verwendete Positionen und Längen des Stutzens,  $X_{St}$  und  $L_{St}$ 

	$X_{St}$ (m)		$L_{St}$ (m)
SP1	2,697	SL1	0,10
SP2	2,799	SL2	0,20
SP3	2,899	SL3	0,30
SP4	3,001	SL4	0,40
		SL5	0,50
		SL6	0,60

**Abbildung 7.1:** Geometrisches Modell der Reduzierung zwischen Rohrschleife und thermoakustischem Kern

### 7.1.2 Methodik zum Abgleich des akustischen Feldes von Experiment und Simulation

Wird ein experimentell erfasster Betriebszustand mit dem beschriebenen numerischen Modell simuliert, liegt keine hohe Übereinstimmung zwischen den lokalen akustischen Messwerten und den Simulationswerten vor. Die akustische Leistung fällt deutlich zu hoch aus. Darüber hinaus weicht auch der Verlauf des akustischen Feldes in Form der normalisierten Impedanz und der Phasenverschiebung zwischen Druck- und Volumenstromamplitude voneinander ab.

Die Unterschiede bezüglich der akustischen Leistung lassen sich primär auf zwei Ursachen zurückführen. Zum einen bewirkt die vorhandene Gedeon-Strömung, welche durch die eingesetzte Strömungsdiode nur unzureichend begrenzt wird, einen Abfall der wirksamen Temperaturdifferenz am Regenerator. Das verwendete Modell berücksichtigt keine Gedeon-Strömung. Mit identischer Temperatur der Wärmezufuhr im heißseitigen Wärmeübertrager liegt die tatsächlich am Regenerator wirkende Temperatur in der Simulation höher als im Experiment. Folglich werden die Arbeitsfähigkeit und der relative Leistungsgewinn entlang des Regenerators überschätzt.

Zum anderen berücksichtigt das Modell keinerlei sekundäre Strömungsverluste in Form turbulenter Strömungsablösungen. Diese treten an Querschnittsänderungen auf (z.B. in den Reduzierungen des Kernabschnitts, den Wärmeübertragern, der Strömungsdiode, dem T-Stück zum Stutzen und den vielzähligen Flanschverbindungen entlang der Rohrschleife). Außerdem kann nicht ausgeschlossen werden, dass es auch an der Innenseite der Rohrbögen bei hoher Schallschnelle zu Ablösungserscheinungen kommt. Alle Effekte verursachen lokal Leistungsverluste und könnten theoretisch über Verlustkoeffizienten (vgl. Abschnitt 6.3.3) berücksichtigt werden [132]. Praktisch sind aber weder alle Effekte, noch die zugehörigen Verlustkoeffizienten genau bekannt. Eine separate Implementierung im Modell wäre daher mit großen Unsicherheiten verbunden. Deshalb wird ein vereinfachender Ansatz gewählt, welcher die lokal verteilten Verlustkoeffizienten näherungsweise abbildet.

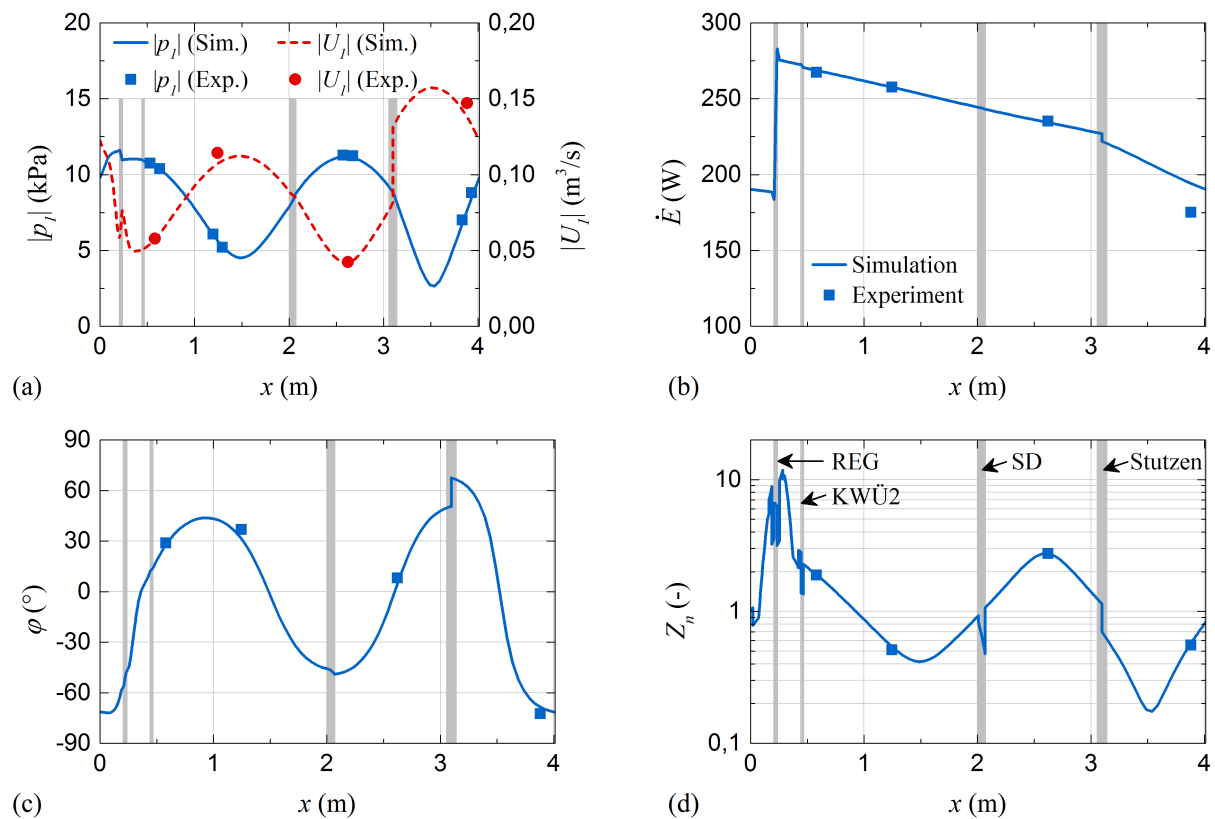
Die grundlegende Idee ist dabei, dass eine Erhöhung des Rohrumfangs bei gleichbleibender Querschnittsfläche die Kontaktfläche zwischen Wand und Gas und somit die thermoviskosen Verluste vergrößert. Die zusätzlichen, gleichmäßig entlang der Rohrschleife verteilten thermoviskosen Verluste sind in ihrer Wirkung sehr ähnlich wie die angenommene Vielzahl lokaler Verlustkoeffizienten. Durch Nutzung eines einzigen Korrekturfaktors  $K_{Umf}$ , welcher die relative Erhöhung des Rohrumfangs im Vergleich zum kreisrunden Querschnitt beschreibt, ist eine gezielte Anpassung der akustischen Leistung zwischen Experiment und Simulation möglich. Der Abgleich wird stets an der Messstelle B, d.h. hinter den möglichen Anschlusspositionen des Helmholtz-Resonators, vorgenommen. Tatsächlich kann eine derartig durchgeführte Anpassung nur lokal zu übereinstimmenden Werten der akustischen Leistung führen. Ursächlich ist, dass der Korrekturfaktor nicht nur die sekundären Strömungsverluste abbildet, sondern auch den verringerten relativen Leistungsgewinn entlang des Regenerators in Folge der kleineren wirksamen Temperaturdifferenz. Bezüglich des Simulationsmodells ist der Leistungsabfall entlang der Rohrschleife etwas steiler, als er experimentell vorliegt. Der stärkere relative Abfall wird anschließend durch den größeren relativen Leistungsgewinn im Regenerator wieder ausgeglichen.

Nach Anpassung der akustischen Leistung mittels der Umfangskorrektur können die lokalen akustischen Bedingungen an den Messstellen bereits gut nachvollzogen werden. Um exakte Rückschlüsse auf die Bedingungen im Regenerator zu erhalten, ist die Genauigkeit jedoch nicht ausreichend. Eine zusätzliche Anpassung der Stutzenparameter wird erforderlich.

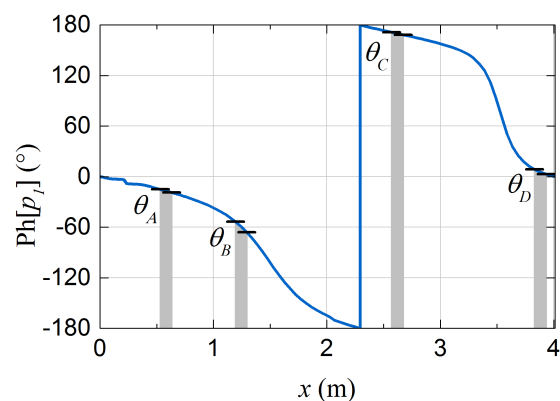
Die Anpassung erfolgt über die Messwerte der Druckamplitude an den Messstellen A und B bzw. L und B. Diese sind genau bekannt und können im Rahmen des Simulationsmodells als Zielwerte genutzt werden. Die Stutzenposition und -länge werden anschließend als Schätzwerte solange numerisch variiert, bis ein exakter Abgleich vorliegt. Abbildung 7.2 zeigt das Ergebnis einer solchen Anpassung am Beispiel der Messwerte für das unbelastete System bei einem Betriebsdruck von 1 bar, einer Temperatur der Wärmezufuhr von 400°C und den experimentellen Stutzenparametern SP3-SL4. Alle experimentellen Werte können nun mit hoher Genauigkeit getroffen werden, obwohl der Abgleich lediglich auf den Druckamplituden an den Messstellen A und B, sowie die akustische Leistung an der Messstelle B basiert. Die sich aus der Simulation ergebene Frequenz von 71,0 Hz stimmt ebenfalls gut mit den 70,0 Hz der Messung überein. Derart werden einerseits die Wirksamkeit der Methode und andererseits die Zuverlässigkeit des Simulationsmodells bestätigt. Anhand der normalisierten Impedanz aus Abb. 7.2(d) lassen sich die Positionen der querschnittsändernden Elemente entnehmen.

Es gilt zu beachten, dass ausschließlich die Druckamplituden in Abb. 7.2(a) direkte Messungen darstellen. Andere Größen sind in Kombination mit der Phasenverschiebung zwischen den Drucksensoren berechnet (vgl. Abschnitt 6.9.2). Kleine Messungenauigkeiten können teilweise zu größeren Fehlern führen, was unter Umständen einen unstimmigen Verlauf der akustischen Leistung nach sich ziehen kann. Mit einer in der Regel relativ hohen Phasenverschiebung der Druckmesswerte an der Messstelle B wirkt sich die Messungenauigkeit über den Sinus der Phasenverschiebung weniger stark auf die Berechnung der akustischen Leistung aus (vgl. Formel (6.35)). Aus diesem Grund wird stets sie zum Abgleich der akustischen Leistung verwendet. Abbildung 7.3 zeigt die Phase der Druckschwingung  $\text{Ph}[p_i]$  entlang des Systems. Die Annahme, dass die Phasendifferenz an der Messstelle B am größten ist, kann bestätigt werden. Auffällig ist die geringe Abweichung der Mess- und Simulationswerte an den Messstellen A, B und C im Bereich von weniger als 0,2°. Hingegen weist die Messstelle D einen deutlich höheren Fehler auf. Er ist vermutlich systematischer Natur und liegt in der Position im Rohrbogen begründet. Die anderen Messstellen befinden sich in geraden Rohrabschnitten. Komplexe Strömungsmuster und Ungenauigkeiten in der Positionierung der Sensoren können als Ursache angenommen werden. Die hohe Abweichung der akustischen Leistung im ansonsten stimmigen Gesamtbild (Abb. 7.2(b)) lässt sich hierüber erklären.

Die Abweichungen der Stutzenparameter von ihren experimentellen Werten lassen sich anhand folgender Überlegungen interpretieren. Zunächst einmal ist der Stutzen im Modell punktuell an die Rohrschleife angeschlossen. Im realen Versuchsstand liegt der Anschluss über ein T-Stück vor, d.h. der Übergang ist eher fließend und über die Länge des T-Stücks verteilt. Während als Positionsbezeichnung die Mitte des T-Stücks gewählt wurde, weicht die Position des „Wirkschwerpunkts“ möglicherweise von der geometrischen Mitte ab und besitzt weitere Abhängigkeiten, beispielsweise von der Länge des Stutzens. Darüber hinaus ist die genaue Position des Stutzens stark von den geometrischen Feinheiten der Rohrschleife abhängig. Am Modell lässt sich zeigen, dass beispielsweise eine Verengung des Rohrbogens zwischen Stutzen und Kernabschnitt um nur 1 mm zu einer Vergrößerung der Stutzenposition im Bereich von 20 mm führen kann. Es wird vermutet, dass solche Verengungen nicht nur geometrisch bedingt sein müssen, sondern ihre Wirkung z.B. auch durch Strömungsablösungen an der Innenseite des Rohrbogens verursacht werden kann [154]. Bei der Abweichung der Stutzenlänge handelt es sich vorwiegend um einen systematischen Fehler, welcher in späteren Betrachtungen noch deutlicher wird. Der Stutzen besteht im Modell lediglich aus einem geraden Rohrstück. Tatsächlich besitzt er durch den Übergang zum T-Stück zusätzliches Volumen. Strömungsablösungen



**Abbildung 7.2:** Abgeglichenes akustisches Feld des unbelasteten Systems ( $p_m=1$  bar;  $T_{HWÜ}=400^\circ\text{C}$ ) nach Modell Anpassung ( $K_{Umf}=2,910$ ;  $X_{St}=2,876\text{ m}$ ;  $L_{St}=0,408\text{ m}$ ) mit den korrespondierenden experimentellen Stutzenparametern SP3-SL4 für (a) die Druck- und Volumenstromamplitude  $|p_l|$  und  $|U_l|$ , (b) die akustische Leistung  $\dot{E}$ , (c) die Phasenverschiebung  $\varphi$  und (d) die normalisierte Impedanz  $Z_n$  (REG – Regenerator; KWÜ2 – sekundärer kaltseitiger Wärmeübertrager; SD – Strömungsdiode)



	Experiment	Simulation
$\theta_A$ (°)	-3,60	-3,72
$\theta_B$ (°)	-12,36	-12,53
$\theta_C$ (°)	-2,76	-2,93
$\theta_D$ (°)	-4,30	-5,50

**Abbildung 7.3:** Phase der Druckschwingung  $\text{Ph}[p_l]$  entlang des unbelasteten Systems ( $p_m=1$  bar;  $T_{HWÜ}=400^\circ\text{C}$ ) nach Modell Anpassung ( $K_{Umf}=2,910$ ;  $X_{St}=2,876\text{ m}$ ;  $L_{St}=0,408\text{ m}$ ) korrespondierend zu den experimentellen Stutzenparametern SP3-SL4; die Differenz der horizontalen Markierungen ergeben die Phasenverschiebung des Drucks  $\theta$  an den Messstellen A bis D, welche in nebenstehender Tabelle vergleichend für die Messwerte und die simulierten Werte gegenübergestellt sind

im T-Stück führen möglicherweise zu einer Beeinflussung der Stützenimpedanz. Sie sollten als weitere Ursache der Abweichung in Betracht gezogen werden.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass ein genauer Abgleich zwischen den stationären Betriebszuständen von Experiment und Simulation durch Anpassung der Umfangskorrektur sowie der Stützenposition und -länge möglich ist. Alle drei Variablen scheinen vielfältige Abhängigkeiten zu besitzen. Eine separate Anpassung jedes Zustandes ist erforderlich. Durch die anschließend hohe Übereinstimmung zwischen Messwerten und Simulationsmodell wird von einer großen Zuverlässigkeit der Rückschlüsse auf die akustischen Bedingungen in der Regeneratormitte ausgegangen.

### 7.1.3 Modellbildung des Helmholtz-Resonators als akustische Last

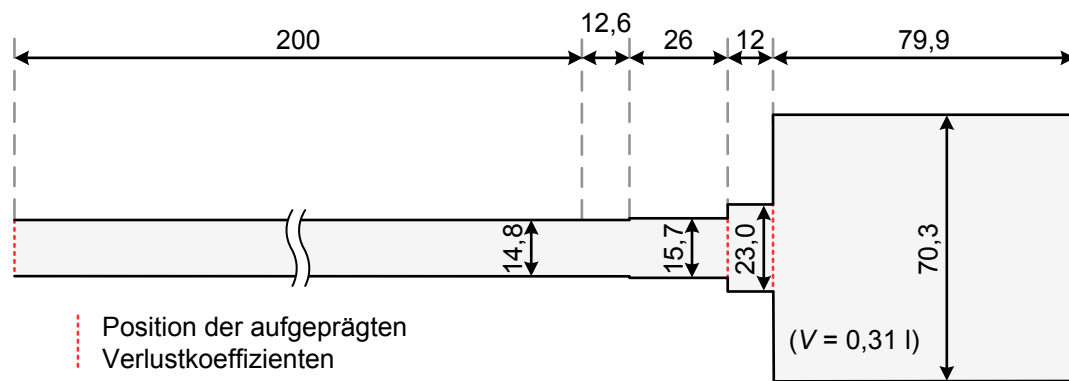
Um im Zusammenspiel mit dem Modell des thermoakustischen Motors das Gesamtsystem korrekt abbilden zu können, ist zunächst ein genauer Abgleich des numerischen Modells für den Helmholtz-Resonator mit den Messwerten erforderlich. Bei gleicher Druckamplitude am Resonatoreintritt  $|p_{I,L1}|$  und zugrunde gelegter Erregerfrequenz  $f$  muss das Resonatormodell sowohl die gleiche Druckamplitude im Hohlraum des Resonators  $|p_{I,L2}|$ , als auch Phasenverschiebung des Drucks  $\theta$  zwischen Eintritt und Hohlraum aufweisen. Nur auf diese Weise kann sich die dissipierte akustische Leistung  $\dot{E}_{Last}$  gleichen (vgl. Abschnitte 6.4.1 und 6.9.2.2). Der Gütefaktor  $Q = |p_{I,L2}|/|p_{I,L1}|$  nach Gleichung (6.25) wird als Maß für die Verstärkung der Druckamplitude verwendet.

Ausgehend von einer Nachbildung der Geometrie des verwendeten Helmholtz-Resonators aus geraden Rohrsegmenten müssen einige Anpassungen vorgenommen werden, um die Zielsetzung zu erreichen:

- die Halslänge wird von 200mm auf 212,6mm verlängert (die Differenz entspricht dem Wert der Endkorrektur nach Gleichung (6.16)),
- die relative Oberflächenrauheit wird im Hals von 0,0005 wegen des kleineren Durchmessers auf 0,0025 erhöht,
- Verlustkoeffizienten ( $K_{exp} = 1$ ;  $K_{kon} = 0,2$ ) werden an drei Positionen eingeführt: am Halseintritt, zwischen Adapter 1 und Adapter 2 sowie zwischen Adapter 2 und dem Hohlraum,
- die Länge des Hohlraums wird auf 79,9mm verkürzt, das Volumen von 0,35l auf 0,31l reduziert.

Abbildung 7.4 zeigt das geometrische Modell des Helmholtz-Resonators, welches die Anpassungen enthält. Die gewählten Verlustkoeffizienten an Stellen großer Querschnittsänderungen geben die akustischen Bedingungen innerhalb des Halses vermutlich nur unzureichend wieder. Für die im Hohlraum herrschende Phasenverschiebung und Druckamplitude ist dies von geringer Bedeutung, solange der wirkende Gesamtwiderstand übereinstimmt.

In der Abb. 7.5 ist die Gesamtheit der lastspezifischen Messwerte (blaue Punkte) in Abhängigkeit der Druckamplitude am Halseintritt aufgetragen, welche während der Versuche unter atmosphärischem Druck erfasst wurden. Jeder Messpunkt stellt eine andere Kombination aus Stützenposition und -länge, Lastposition und heißseitiger Temperatur dar. Es wird ersichtlich, dass die dissipierte Leistung und der Gütefaktor in den Abbildungen 7.5(a) und (b) maßgeblich von der Druckamplitude am Halseingang abhängig sind. Die Phasenverschiebung der Druckschwankungen in Abb. 7.5(c) besitzt eine größere Streuung, welche hauptsächlich auf der unterschiedlichen Erregerfrequenz (Resonanzfrequenz des Gesamtsystems) aus Abb. 7.5(d) beruht.



**Abbildung 7.4:** Geometrisches Modell des Helmholtz-Resonators

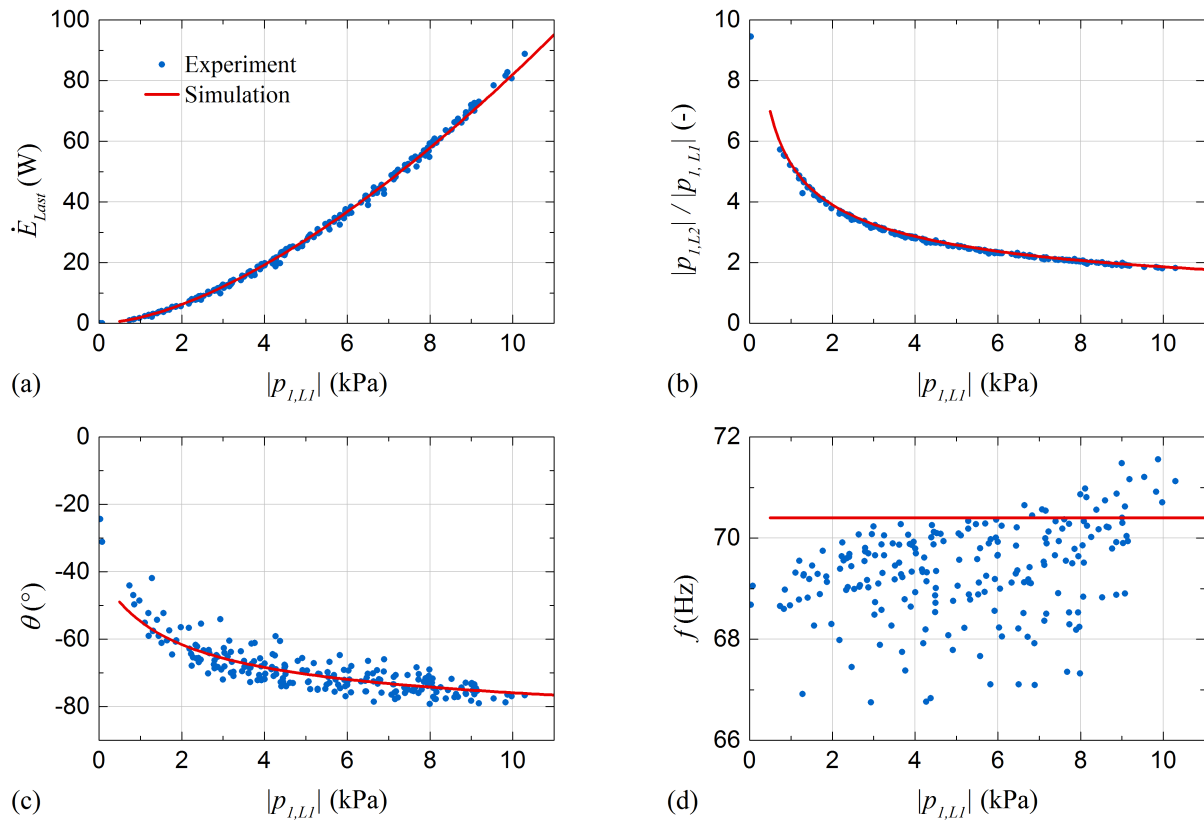
Der simulierte Helmholtz-Resonator (rote Linie) kann die einzelnen Verläufe insgesamt gut nachbilden. Da der Simulation eine konstante Erregerfrequenz von 70,4 Hz zugrunde gelegt ist, kann sie die frequenzbedingte Streuung der Werte nicht nachvollziehen. Es sei bemerkt, dass das Modell nicht nach dem Mittelwert der gemessenen Frequenzen erstellt ist, sondern für einen Wert, der mit 70,4 Hz um etwa 1 Hz höher liegt. Auf diese Weise ist eine bessere Übereinstimmung mit dem Mittelwert des simulierten Systems erzielbar.

Die große Schwankungsbreite der gemessenen Frequenzen liegt nur teilweise in der Variation der Stutzenparameter und der akustischen Last begründet. Höhere Druckamplituden am Resonatoreingang lassen tendenziell auf eine größere akustische Leistung innerhalb der Rohrschleife schließen. Mit einer zur Leistung proportionalen Gedeon-Strömung ist auch der Wärmeeintrag in das System größer. Die höhere mittlere Gastemperatur führt zu einem Anstieg der Schallgeschwindigkeit und folglich zu einer Erhöhung der Resonanzfrequenz. Der Trend spiegelt sich in Abb. 7.5(d) wieder.

Die Abb. 7.6 zeigt in gleicher Weise wie zuvor alle erfassten Zustände des Helmholtz-Resonators für die bei 20 bar durchgeführten Versuche. Erneut stellt jeder blaue Messpunkt eine Kombination aus den beiden Stutzenparametern, der Lastposition und der heißseitigen Temperatur dar. Die rote Linie gibt das Ergebnis der Simulation wieder. Das Modell stimmt mit dem vorherigen überein, mit der einzigen Ausnahme, dass die Verlustkoeffizienten etwas nach unten gehend angepasst wurden ( $K_{exp} = 0,8$ ;  $K_{kon} = 0,2$ ). Die exakten Zahlenwerte spielen für die Bedingungen im Hohlraum eine untergeordnete Rolle, solange die Gesamtimpedanz des Halses stimmt.

Das Modell gibt den quantitativen Verlauf der Messungen in genügender Weise wieder. Es wird jedoch deutlich, dass die Messungen für die dissipierte Leistung und den Gütefaktor in den Abbildungen 7.6(a) und (b) eine deutlich größere Schwankungsbreite aufweisen. Ursache ist vermutlich die geringere Genauigkeit der für die Versuche bei 20 bar verwendeten Drucksensoren (vgl. Tabelle 6.5). Während die in Abb. 7.6(d) dargestellte Frequenz der Versuche im bedruckten System im Mittel etwas höher liegt als beim System unter atmosphärischem Druck, weicht die Frequenz innerhalb der Simulation nur wenig voneinander ab. Deshalb ist der Abgleich des Lastmodells mit  $p_m = 20$  bar ebenfalls bei einer Erregerfrequenz von 70,4 Hz erfolgt.

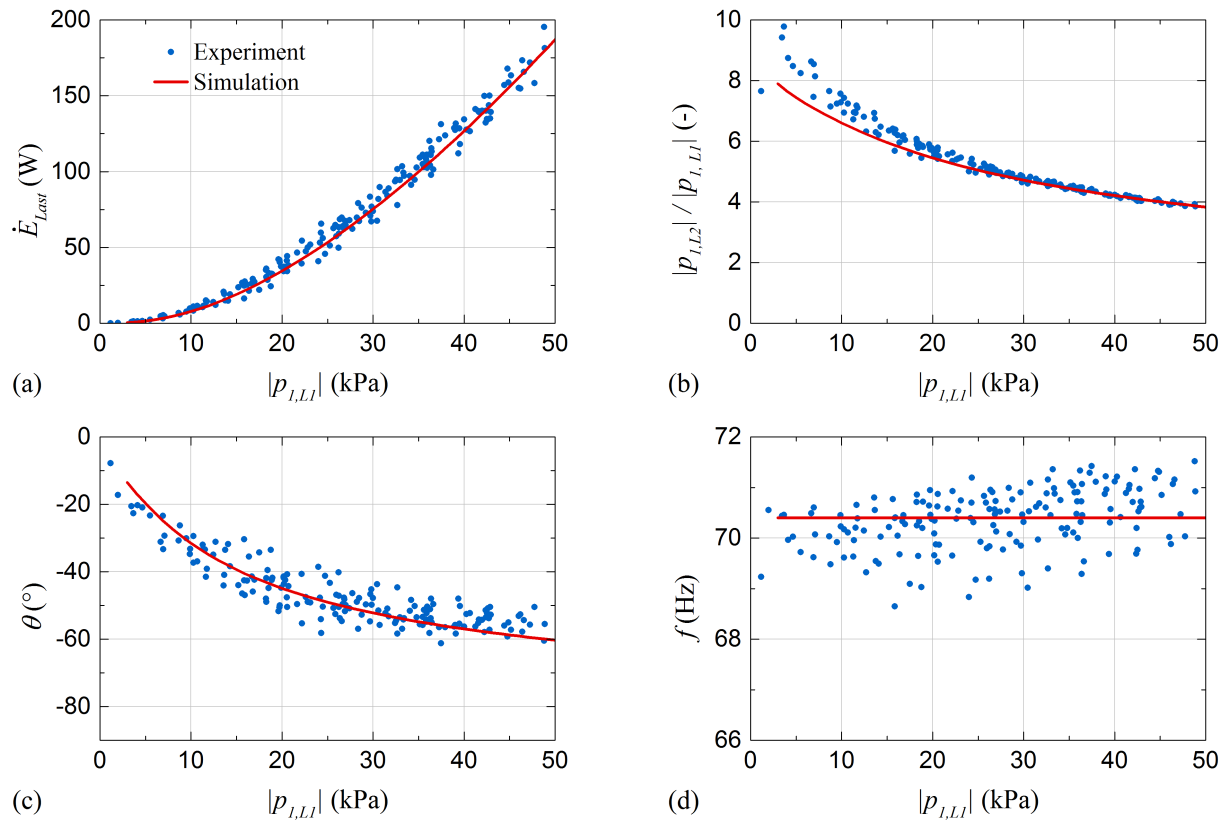
Im Vergleich zu den analytischen Berechnungen des Gütefaktor aus Abschnitt 6.4 liegt der experimentell erreichte deutlich unterhalb der berechneten Werte (1 bar:  $Q = 16,1$ ; 20 bar:  $Q = 70,7$ ). Zudem besitzt er eine wesentliche Abhängigkeit von der Druckamplitude am Halseintritt.



**Abbildung 7.5:** Abgleich des numerischen Lastmodells mit den experimentellen Messpunkten bei  $p_m = 1$  bar in Abhängigkeit der Druckamplitude am Resonatoreintritt  $|p_{I,LI}|$  für (a) die von der Last entnommene Leistung  $\dot{E}_{Last}$ , (b) dem Gütefaktor des Helmholtz-Resonators  $Q = |p_{I,L2}|/|p_{I,LI}|$ , (c) der Phasenverschiebung der Druckschwingungen  $\theta$  und (d) der Erregerfrequenz

Entscheidend für den beobachteten Wirkmechanismus sind die innerhalb des Halses induzierte Schallschnelle und der verbundene komplexe Strömungswiderstand. Dieser verursacht auch die Abhängigkeit im Verlauf der Phasenverschiebung. Im Mittel ist der Gütefaktor im bedruckten System aufgrund der geringeren Grenschichtdicken in etwa doppelt so hoch wie im atmosphärischen. Der Unterschied ist jedoch weniger stark ausgeprägt, als die analytische Berechnung hätte vermuten lassen – ein weiteres Indiz für den großen Einfluss zuvor unberücksichtigter Strömungsverluste entlang des Resonatorhalses. Die Wahl eines Helmholtz-Resonators mit sanften Übergängen bei Querschnittsänderungen würde den Gütefaktor deutlich erhöhen.

Ein Helmholtz-Resonator wird in seiner Resonanzfrequenz erregt, wenn die Phasenverschiebung des Drucks zwischen Eintritt und Hohlraum  $\theta = -90^\circ$  beträgt. Seine Impedanz ist dann komplett realwertig. Wie die Abbildungen 7.5(c) und 7.6(c) zeigen, ist das bei den durchgeführten Versuchen nicht der Fall. Die analytische Auslegung ließ eine größere Nähe zur Resonanzfrequenz (1 bar: 72,3 Hz; 20 bar: 72,7 Hz) erwarten. Es wird vermutet, dass Strömungseffekte im Resonator zu einer Änderung der effektiven geometrischen Parameter führen. Folglich ist die Änderung des Hohlraumvolumens von 0,351 im Experiment zu 0,311 im Simulationsmodell als Anpassung hierauf zu verstehen. Für die Versuche im belasteten System ist das von Bedeutung. Die akustische Last besitzt keine rein resistive Wirkung, sondern zusätzlich eine akustische Nachgiebigkeit. Das akustische Feld wird durch den resultierenden Sprung der Phasenverschiebung stärker beeinflusst, als dies mit einer ausschließlich resistiven Last der Fall wäre.



**Abbildung 7.6:** Abgleich des numerischen Lastmodells mit den experimentellen Messpunkten bei  $p_m = 20$  bar in Abhängigkeit der Druckamplitude am Resonatoreintritt  $|p_{I,LI}|$  für (a) die von der Last entnommenen Leistung  $\dot{E}_{Last}$ , (b) dem Gütefaktor des Helmholtz-Resonators  $Q = |p_{I,L2}|/|p_{I,LI}|$ , (c) der Phasenverschiebung der Druckschwingungen  $\theta$  und (d) der Erregerfrequenz

## 7.2 Variation der Stutzenparameter bei 1 bar

Die Ergebnisse der experimentellen Untersuchungen (Betriebsdruck  $p_m = 1$  bar) zum Einfluss der Stutzenparameter Position und Länge sollen im folgenden Abschnitt für das unbelastete und mit Helmholtz-Resonator belastete thermoakustische System diskutiert werden. Gleichzeitig erfolgt eine Gegenüberstellung zu den numerischen Simulationsergebnissen.

Durch Anwendung der zuvor erläuterten Methodik zum Abgleich des Simulationsmodells mit den experimentellen Werten sollen zunächst die Umfangskorrektur und die zum Experiment korrespondierenden Werte für Stutzenposition und -länge ermittelt werden. Die Auswertung wird für verschiedene Temperaturniveaus und Lastpositionen durchgeführt. Sie lässt einen Einblick in mögliche Abhängigkeiten und Tendenzen der Korrekturparameter zu.

Basierend auf den Ergebnissen ist eine vergleichende Analyse zwischen Experiment und Simulation umsetzbar. Diese ermöglicht eine relativ genaue Bestimmung der experimentell nicht erfassten normierten Impedanz und Phasenverschiebung in der Regeneratormitte. Eine detaillierte Auswertung erfolgt bei einer heißseitigen Temperatur von  $T_{HWÜ} = 400^{\circ}\text{C}$  jeweils für das unbelastete und bei der Lastposition LP4 belastete System.



### 7.2.1 Umfangskorrektur und Abgleich der Stutzenparameter

Abbildung 7.7 zeigt die Korrekturparameter entsprechend der Messwerte für den unbelasteten und an den Lastpositionen LP1...4 belasteten thermoakustischen Motor. Die Parameter sind für drei verschiedene Temperaturen der Wärmezufuhr dargestellt ( $T_{HWÜ} = 350 / 400 / 450^{\circ}\text{C}$ ). Eine höhere Temperatur ist mit einem größeren akustischen Leistungsniveau gleichzusetzen. Der Abgleich umfasst die neun Betriebszustände, welche sich aus den möglichen Kombinationen der experimentellen Stutzenpositionen SP2, SP3 und SP4 sowie der Stutzenlängen SL4, SL5 und SL6 ergeben. Es gilt zu beachten, dass der Motor nicht für alle Kombinationen betriebsfähig ist. Darüber hinaus konnten nicht alle Zustände, bei denen eine experimentelle Funktion vorliegt auch numerisch nachvollzogen werden. Dies betrifft Zustände, in denen nur eine sehr geringe akustische Leistung generiert wird, welche nicht simuliert werden konnte. Beide Effekte verursachen die in der Darstellung vorhandenen Lücken.

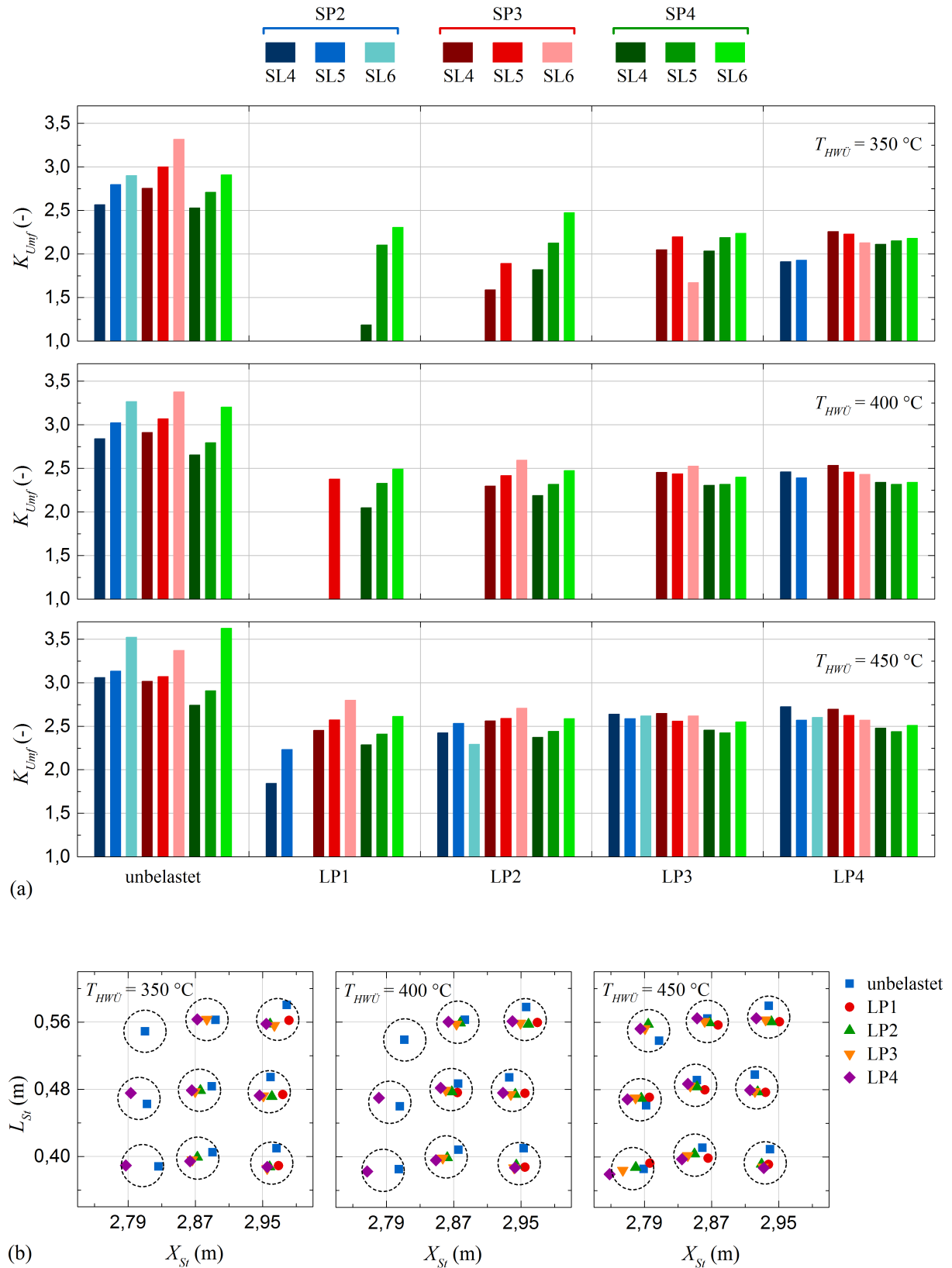
Die Abb. 7.7(a) gibt die Werte der Umfangskorrektur  $K_{Umf}$  wieder. Ausgehend vom Säulendiagramm für  $T_{HWÜ} = 450^{\circ}\text{C}$  lassen sich einige Beobachtungen anstellen:

- Die durchschnittliche Umfangskorrektur ist im unbelasteten System höher, als im belasteten.
- Die Streuung der Werte ist im unbelasteten System relativ groß mit Ausreißern bei SL6.
- Bei Variation der Stutzenparameter für eine Lastposition ändert sich das Niveau nur wenig und ist auch für unterschiedliche Lastpositionen sehr ähnlich; nach unten gehende Ausschläge korrelieren mit geringer akustischer Leistung.
- Während die Umfangskorrektur für SL5 nahezu unabhängig der Lastposition ist, weist sie mit größerer Lastposition bei SL4 eine steigende und bei SL6 eine abnehmende Tendenz auf.

Die vorhergehenden Punkte sind auf die Diagramme für  $T_{HWÜ} = 350^{\circ}\text{C}$  und  $400^{\circ}\text{C}$  übertragbar. Das geringere Leistungsniveau führt jedoch zu stärkeren Ausschlägen in Richtung kleinerer Werte der Umfangskorrektur. Für die betrachteten Systeme ist eine prinzipielle Reduzierung mit geringerer Temperatur feststellbar. Unabhängig davon scheint die auf den Stutzenparametern basierende relative Ausprägung der Werte zueinander bei allen Temperaturniveaus stets ähnlich zu sein.

In der Abb. 7.7(b) ist die Anpassung der Stutzenparameter dargestellt. Für gemeinsam eingekreiste Werte sind die experimentell korrespondierenden Parameter SP und SL identisch. Aus horizontaler Sicht entspricht die linke Kreisreihe SP2, die in der Mitte SP3 und die rechts SP4. Aus vertikaler Sicht wird von der unteren Kreisreihe SL4 dargestellt, der in der Mitte SL5 und der oberen SL6. Ausgehend vom Diagramm für  $T_{HWÜ} = 450^{\circ}\text{C}$  sind die wesentlichen Beobachtungen:

- Eine deutliche Clusterbildung ist erkennbar. Punkte identischer Stutzenparameter im Experiment liegen auch in der abgeglichenen Simulation nahe beieinander.
- Während die experimentellen Parameter stets einen Abstand von etwa 0,1 m zueinander aufweisen, sind es in der Simulation nur etwa 0,08 m. Bei SP2-SL4 können sehr ähnliche Werte für die absolute Position  $X_{St}$  und Länge  $L_{St}$  in Experiment und Simulation gefunden werden.
- Zusätzlich zum geringeren relativen Abstand ist die Anordnung der neun Bereiche verzerrt. So hat beispielsweise eine Veränderung der Stutzenlänge im Experiment auch eine Verschiebung der Stutzenposition in der Simulation zur Folge.
- Die Verzerrung scheint für das unbelastete System etwas stärker auszufallen als für die belasteten.
- Bei weitestgehend übereinstimmender Stutzenlänge führt eine Änderung der Lastposition in Richtung LP4 zu einer Verkleinerung der Stutzenposition.



**Abbildung 7.7:** Korrekturparameter für die Versuche bei  $p_m = 1$  bar im unbelasteten und belasteten System (LP1...4) jeweils für verschiedene Temperaturen der Wärmezufuhr ( $T_{HWÜ} = 350$  °C, 400 °C, 450 °C); (a) zeigt den Faktor für die Umfangskorrektur  $K_{Umf}$  und (b) die zugehörigen Stützenparameter Position  $X_{St}$  und Länge  $L_{St}$

Alle Bemerkungen treffen ebenfalls auf die Systeme mit  $T_{HWÜ} = 350^{\circ}\text{C}$  und  $400^{\circ}\text{C}$  zu. Die relative Anordnung aller Punkte zueinander ist beinahe identisch. Während sich die effektive Stutzenlänge kaum ändert, verschiebt sich die Stutzenposition mit kleinerer Temperatur in Richtung größerer Werte.

Die bezüglich Abb. 7.7 gemachten Beobachtungen scheinen keine zufälligen Schwankungen in Folge von Messfehlern darzustellen, sondern einer grundlegenden Systematik zu folgen. Ein starkes Indiz hierfür ist, dass die relativen Änderungen von Umfangskorrektur und angepassten Stutzenparametern in Abhängigkeit der Lastposition und des Temperaturniveaus stets sehr ähnlich verlaufen. Die im realen System lokal wirkenden Verlustkoeffizienten und nichtlinearen Strömungsbilder rufen die Abweichungen der Korrekturparameter hervor. Auf Basis der erhobenen Daten könnte nun eine Verfeinerung des Simulationsmodells mit dem Ziel erfolgen, die Änderungen der Korrekturparameter zu verringern. Zur Besprechung der prinzipiellen Zusammenhänge würde dies kaum beitragen, so dass hierauf verzichtet wird.

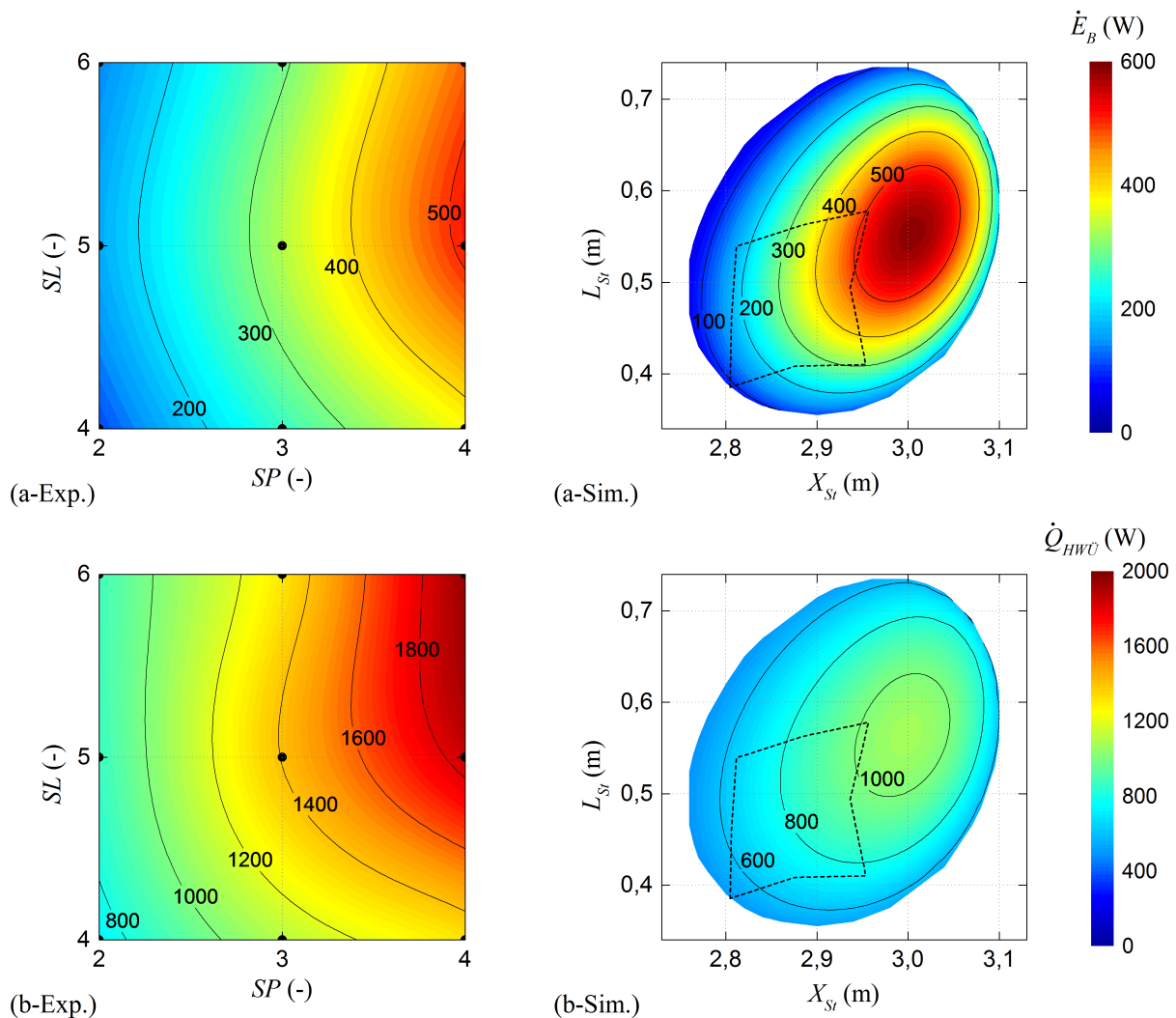
### 7.2.2 Unbelastetes System

Die Abb. 7.8 zeigt die Ergebnisse für die Variation der Stutzenparameter (Position und Länge) für das unbelastete System mit einer Wärmezufuhr bei  $T_{HWÜ} = 400^{\circ}\text{C}$ . In Abb. 7.8(a) ist die innerhalb der Rohrschleife an der Messstelle B übertragene akustische Leistung dargestellt, während Abb. 7.8(b) auf den zugeführten Wärmestrom eingeht. Weitere Größen sind im Anhang E.2 dargestellt.

Die linke Seite bildet die experimentellen Ergebnisse (Exp.) ab. Lediglich neun Messpunkte aus den Kombinationen der verwendeten Stutzenpositionen (SP2, SP3, SP4) und Stutzenlängen (SL4, SL5, SL6) bilden die Datenbasis. Die gezeigten Konturdiagramme sind mittels Interpolation und Glättung erstellt worden. Es gilt zu beachten, dass die Krümmung der Kurvenverläufe besonders an den Randbereichen einem Darstellungsfehler unterliegt. Deutlich wird dies am linearen Auslauf der Kontur.

Die experimentell durchgeführte Variation der Stutzenparameter deckt nur einen Teilbereich des operativ möglichen Feldes ab. Mit Hilfe des Simulationsmodells ist eine Erweiterung auf das gesamte Betriebsfeld möglich. Auf der rechten Seite der Abb. 7.8 sind die Simulationsergebnisse dargestellt. Die Umfangskorrektur wurde während der Simulation auf einem konstanten Wert belassen. Sie orientiert sich mit  $K_{Umf} = 3,0$  am Mittelwert der in Abb. 7.7(a) erfassten Korrektur. Trotz dieser Vereinfachung kann das angepasste Modell die akustische Leistung in Abb. 7.8(a) quantitativ gut wiedergeben. Dabei werden die Werte bei kleinerer Stutzenlänge tendenziell unterschätzt und bei größerer überschätzt. Zur besseren Vergleichbarkeit ist der experimentell abgedeckte Bereich im Konturdiagramm durch eine gestrichelte Linie angedeutet. Die Bereichsgrenzen entsprechen den angepassten Stutzenparametern aus Abb. 7.7(b). Auch wenn sie wegen der abweichenden Umfangskorrektur nicht vollkommen korrekt sind, bilden sie dennoch ein geeignetes Hilfsmittel zur Orientierung. Mit der akustischen Leistung als Indikator kann davon ausgegangen werden, dass das Simulationsmodell die akustischen Bedingungen innerhalb des Systems akkurat abbildet.

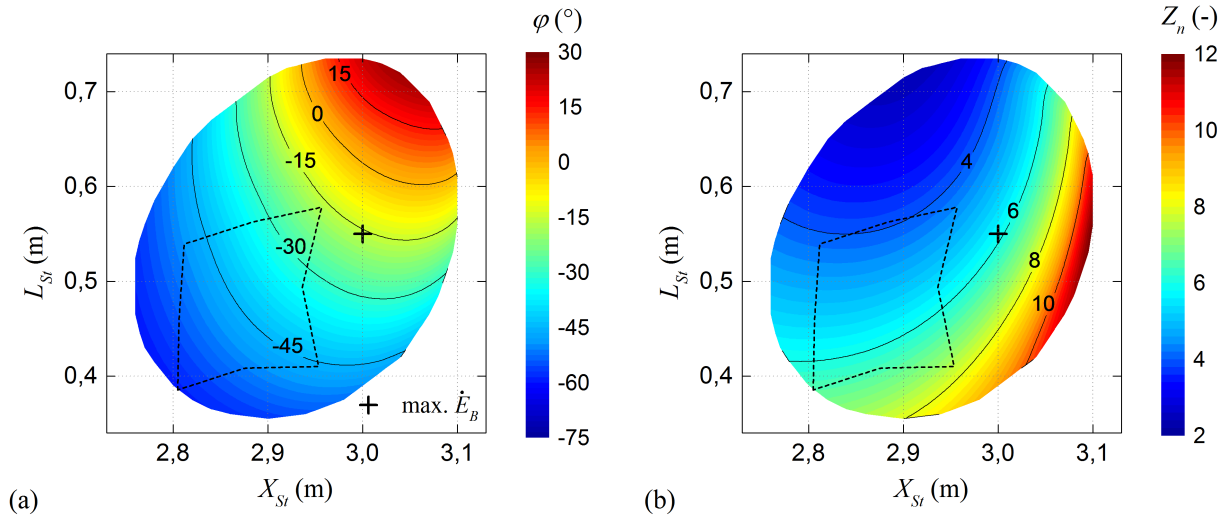
Bezüglich des zugeführten Wärmestromes in Abb. 7.8(b) gibt das Modell die Messwerte nur qualitativ gut wieder. Der relative Fehler scheint mit größerem Wärmestrom zuzunehmen, so dass der experimentell vorliegende Maximalwert beinahe doppelt so hoch ist wie seine Nachbildung in der Simulation. Als Hauptursache der Abweichung werden die Gedeon-Strömung und andere konvektive Strömungseffekte vermutet, auf die in den Abschnitten 7.6 und 7.7 im Detail eingegangen wird.



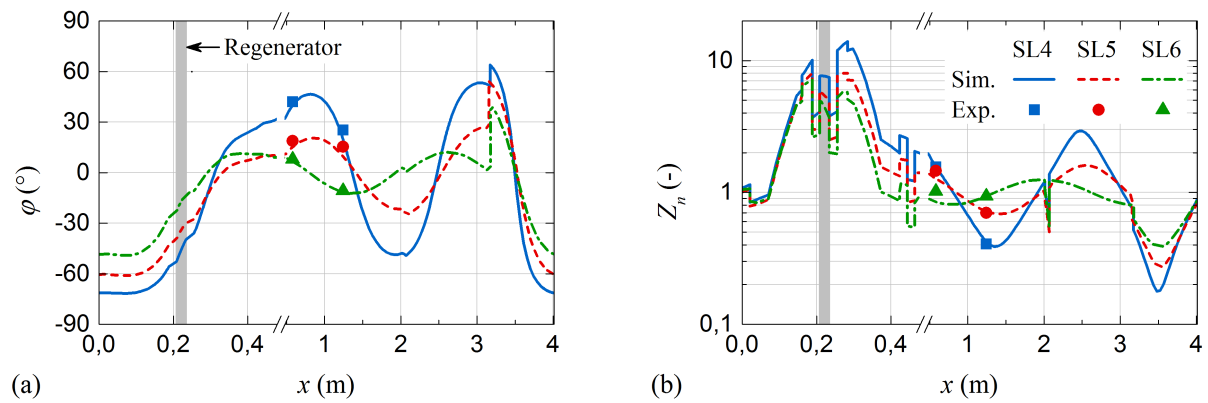
**Abbildung 7.8:** Einfluss der Länge und Position des Stutzens im unbelasteten System ( $p_m = 1 \text{ bar}$ ;  $T_{HWÜ} = 400^\circ\text{C}$ ) nach den experimentellen Messpunkten SL-SP (links) und entsprechend des Simulationsmodells ( $K_{Umf} = 3,0$ )  $L_{St}$ - $X_{St}$  (rechts) auf (a) die akustische Leistung an der Messstelle B  $\dot{E}_B$  und (b) den zugeführten Wärmestrom  $\dot{Q}_{HWÜ}$

Das Modell stellt akustische Größen zu Verfügung, welche nicht direkt gemessen werden können. Von besonderem Interesse sind die Phasenverschiebung  $\varphi$  und normalisierte Impedanz  $Z_n$  in der Mitte des Regenerators. Sie sind in den Abbildungen 7.9(a) und (b) dargestellt. Der mit gestrichelter Linie umschlossene Bereich markiert erneut den experimentellen Umfang. Aufgrund der guten akustischen Übereinstimmung zwischen Experiment und Simulation kann von einer hohen Zuverlässigkeit der gezeigten Werte ausgegangen werden. Der verfälschende Einfluss der nicht optimal angepassten Umfangskorrektur wird als gering eingestuft. Die maximale akustische Leistung an der Messstelle B  $\dot{E}_B$  kann demnach für  $\varphi = -16^\circ$  und  $Z_n = 5,8$  erreicht werden (siehe Markierung).

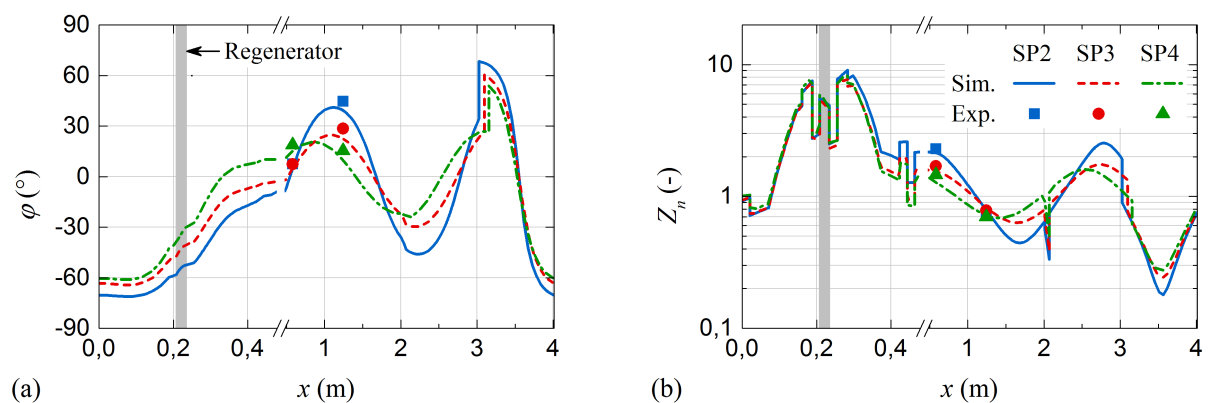
Abbildung 7.9 erbringt den Nachweis, dass sich die akustischen Bedingungen im Regenerator zuverlässig mittels der Stutzenparameter beeinflussen lassen. Die Beeinflussung erfolgt auf derselben Weise, welche in Kapitel 3 im Rahmen der Parameterstudie ausführlich beschrieben wurde. Im direkten Vergleich von Abb. 7.9 mit Abb. 3.3 wird die Übereinstimmung offensichtlich. So führen z.B. kleine Werte der Stutzenlänge und -position zu geringer Impedanz bei gleichzeitig stark negativer Phasenverschiebung.



**Abbildung 7.9:** Einfluss der Länge und Position des Stutzens,  $L_{St}$  und  $X_{St}$ , im unbelasteten System ( $p_m = 1$  bar;  $T_{HWÜ} = 400^\circ\text{C}$ ) entsprechend des Simulationsmodells ( $K_{Umf} = 3,0$ ) auf die Bedingungen in der Regeneratormitte für (a) die Phasenverschiebung  $\varphi$  und (b) die normalisierte Impedanz  $Z_n$



**Abbildung 7.10:** Vergleich des akustischen Feldes im unbelasteten System ( $p_m = 1$  bar;  $T_{HWÜ} = 400^\circ\text{C}$ ) bei der experimentellen Stutzenposition SP4 und veränderter Stutzenlänge SL4, SL5 und SL6 bezüglich (a) der Phasenverschiebung  $\varphi$  und (b) der normalisierten Impedanz  $Z_n$



**Abbildung 7.11:** Vergleich des akustischen Feldes im unbelasteten System ( $p_m = 1$  bar;  $T_{HWÜ} = 400^\circ\text{C}$ ) bei der experimentellen Stutzenlänge SL5 und veränderter Stutzenposition SP2, SP3 und SP4 bezüglich (a) der Phasenverschiebung  $\varphi$  und (b) der normalisierten Impedanz  $Z_n$

Während die Bandbreite der erzielbaren Phasenverschiebung in etwa übereinstimmt ist sie hinsichtlich der normalisierten Impedanz im experimentellen Aufbau verringert. Als Ursache kommt die Verschiedenartigkeit der Systeme in Betracht. Die Parameterstudie wurde mit dem Arbeitsgas Helium bei einem Betriebsdruck von 30 bar durchgeführt. Das System wies zudem ein viel größeres Flächenverhältnis mit einem vergleichbar kleinen Volumen des Kernabschnitts auf. Darüber hinaus war die Querschnittsfläche des Kerns deutlich größer. In Anbetracht dieser Unterschiede ist die sehr ähnliche Einstellbarkeit der akustischen Bedingungen im Regenerator bemerkenswert.

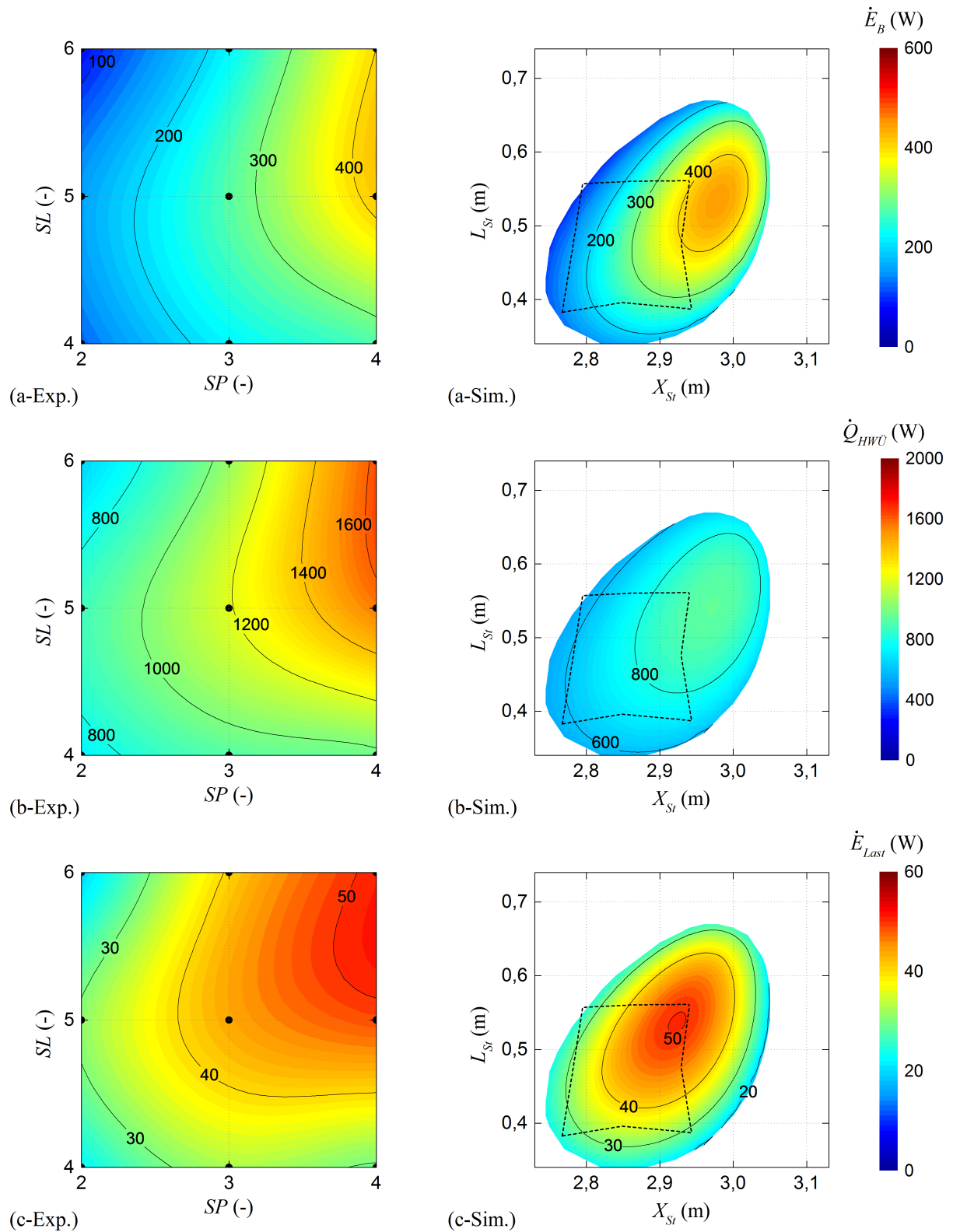
Die Abbildungen 7.10 und 7.11 zeigen die Veränderbarkeit des akustischen Feldes in Form der Phasenverschiebung und normalisierten Impedanz in Abhängigkeit der Stutzenparameter. Die drei Graphen in Abb. 7.10 wurden für die experimentelle Stutzenposition SP4 bei den unterschiedlichen Stutzenlängen SL4, SL5 und SL6 unter Anwendung der Korrekturparameter aus Abb. 7.7 erstellt. An den Positionen der Messstellen A und B werden zudem die konkreten Messwerte gezeigt. Abbildung 7.11 stellte die Variation der Stutzenposition (SP2, SP3 und SP4) bei konstanter Stutzenlänge SL5 dar. Allen Diagrammen ist zunächst die große Übereinstimmung zwischen Experiment und Simulation zu entnehmen. Während eine Erhöhung der Stutzenlänge in Abb. 7.10 zu einer Vergrößerung der Phasenverschiebung und Verringerung der normalisierten Impedanz im Regenerator führt, kann eine Änderung der Phasenverschiebung bei gleichbleibender Impedanz durch Variation der Stutzenposition hervorgerufen werden (Abb. 7.11). Die Veränderungen lassen sich auch anhand der Abb. 7.9 nachvollziehen.

Es wird deutlich, dass die Stutzenparameter stets einen überlagernden Einfluss auf die beiden Regeneratorbedingungen besitzen. In Abhängigkeit von der Ausgangsposition kann die Änderung eines Parameters vielmehr zu einer prioritären Änderung entweder der Phasenverschiebung oder der Impedanz im Regenerator führen. Die Abbildungen 7.10 und 7.11 zeigen außerdem, dass eine Änderung der Regeneratorbedingungen stets auch eine Änderung des akustischen Feldes im gesamten System nach sich zieht. Auf diese Weise wird der im Vergleich zu vorherigen Untersuchungen relativ geringe Wert der normalisierten Impedanz ( $Z_n = 5,8$ ) für maximale akustische Leistung verständlich. Mutmaßlich stellt er ein Optimum zwischen günstiger thermoakustischer Wandlung im Regenerator und günstigen akustischen Bedingungen in der Rohrschleife dar.

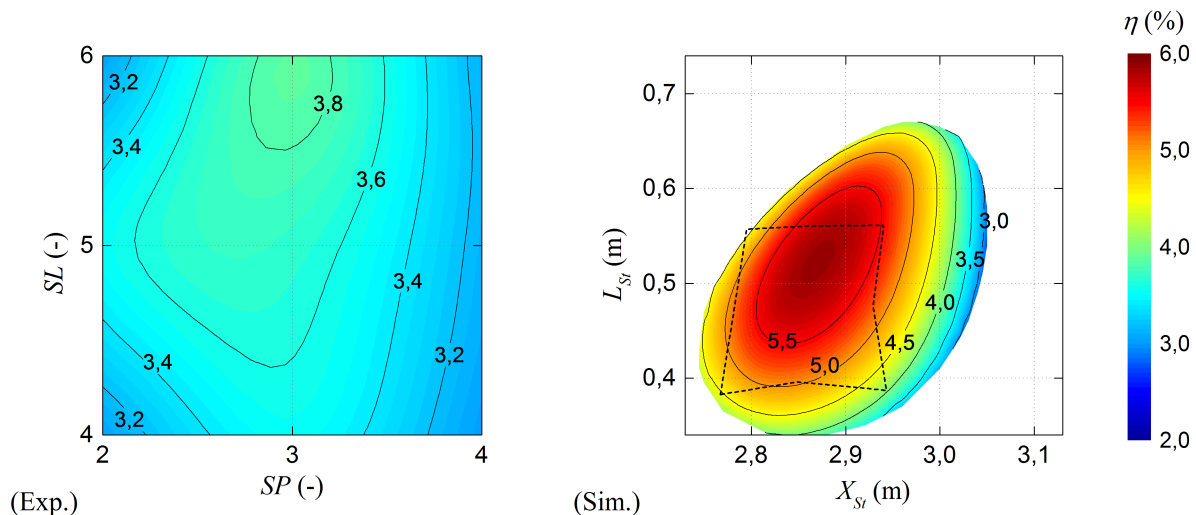
### 7.2.3 Belastetes System

Die Abbildungen 7.12, 7.13 und 7.14 stellen die Untersuchungsergebnisse für die Versuche am belasteten System in gleicher Art und Weise dar, wie zuvor beim unbelasteten. Die thermalen Bedingungen ( $T_{HWO} = 400^\circ\text{C}$ ) und angewendeten Stutzenparameter sind identisch. Der Anschluss des Helmholtz-Resonators erfolgt an der Lastposition LP4.

In der Abbildung 7.12 werden die experimentellen (links) und simulierten (rechts) Ergebnisse bezüglich (a) der akustischen Leistung an der Messstelle B, (b) der in das System eingebrachten Wärme und (c) der von der Last entzogenen akustischen Leistung gegenübergestellt. Anhang E.3 enthält weitere Größen, die die akustische Übereinstimmung zwischen Experiment und Simulation belegen. Die Simulation wurde mit einer Umfangskorrektur von  $K_{Umf} = 2,4$  durchgeführt. Sie entspricht dem Mittelwert der Korrekturen aus Abb. 7.7(a). Der die Experimente umfassende Bereich ist entsprechend der Grenzen aus Abb. 7.7(b) markiert.



**Abbildung 7.12:** Einfluss der Länge und Position des Stutzens im bei LP4 belasteten System ( $p_m = 1$  bar;  $T_{HWÜ} = 400^\circ\text{C}$ ) nach den experimentellen Messpunkten SL-SP (links) und entsprechend des Simulationsmodells ( $K_{Umf} = 2,4$ )  $L_{St}$ - $X_{St}$  (rechts) auf (a) die akustische Leistung an der Messstelle B  $\dot{E}_B$ , (b) den zugeführten Wärmestrom  $\dot{Q}_{HWÜ}$  und (c) die von der Last entzogene akustische Leistung  $\dot{E}_{Last}$



**Abbildung 7.13:** Einfluss der Länge und Position des Stutzens im bei LP4 belasteten System ( $p_m = 1 \text{ bar}$ ;  $T_{H\dot{W}\dot{U}} = 400^\circ\text{C}$ ) nach den experimentellen Messpunkten SL-SP (links) und entsprechend des Simulationsmodells ( $K_{Umf} = 2,4$ )  $L_{Sr}$ - $X_{Sr}$  (rechts) auf den Wirkungsgrad  $\eta$

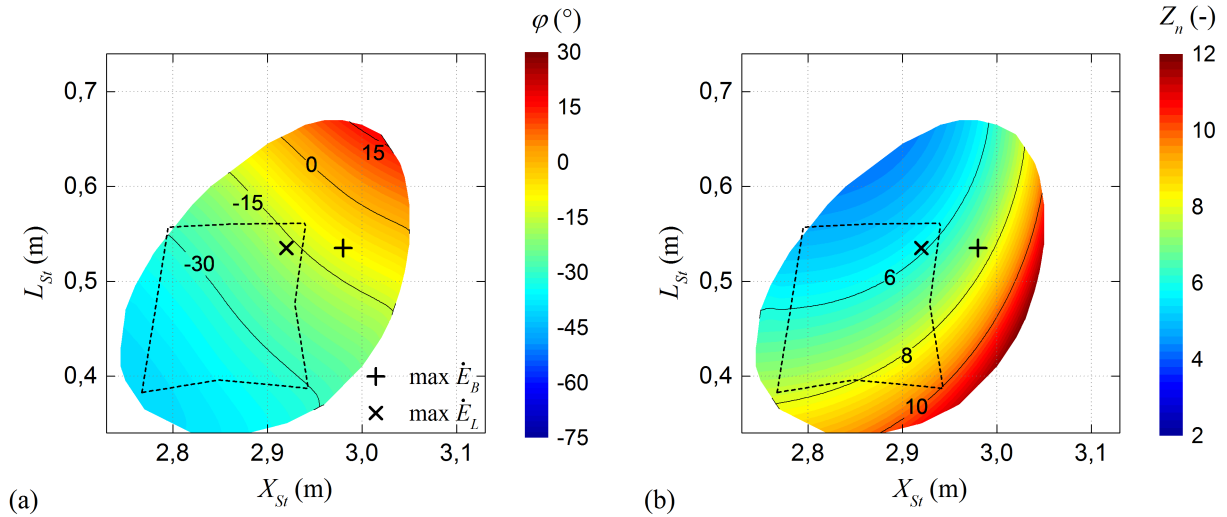
Beim Vergleich der akustischen Leistungen ist ein hoher Übereinstimmungsgrad zwischen Experiment und Simulation feststellbar. Dieser liegt aufgrund der nur schwach schwankenden Umfangskorrektur im gesamten Messbereich vor. Verglichen mit dem unbelasteten System aus Abb. 7.8(a) fällt die Modellabweichung geringer aus. Dennoch können auch im belasteten System ähnlich ausgeprägte Abweichungen hinsichtlich des zugeführten Wärmestromes vernommen werden. Sie führen dazu, dass der in Abb. 7.13 gezeigte Wirkungsgrad zwischen entnommener Leistung und zugeführtem Wärmestrom sowohl in Quantität als auch in Qualität relativ stark von den modellierten Werten abweicht.

Abgesehen davon können sehr ähnliche Schlussfolgerungen in Bezug auf die Beeinflussung der akustischen Bedingungen im Regenerator durch die Variation der Stutzenparameter gezogen werden. Diese sind in Abb. 7.14 dargestellt. Aufgrund der Belastung reicht der Variationsumfang nicht ganz an die unbelasteten Werte heran. Das lokale Maximum der entnommenen Leistung und der Rohrschleifenleistung liegen etwas voneinander entfernt. Ursächlich sind weniger die Regeneratorbedingungen als vielmehr die Wirkweise des Helmholtz-Resonators im Zusammenhang mit der lokalen Druckamplitude am Halseintritt. Bei gleicher Leistung in der Rohrschleife kann sie sich in Abhängigkeit der Stutzenparameter stark verändern und führt zu einer unterschiedlichen Systembelastung.

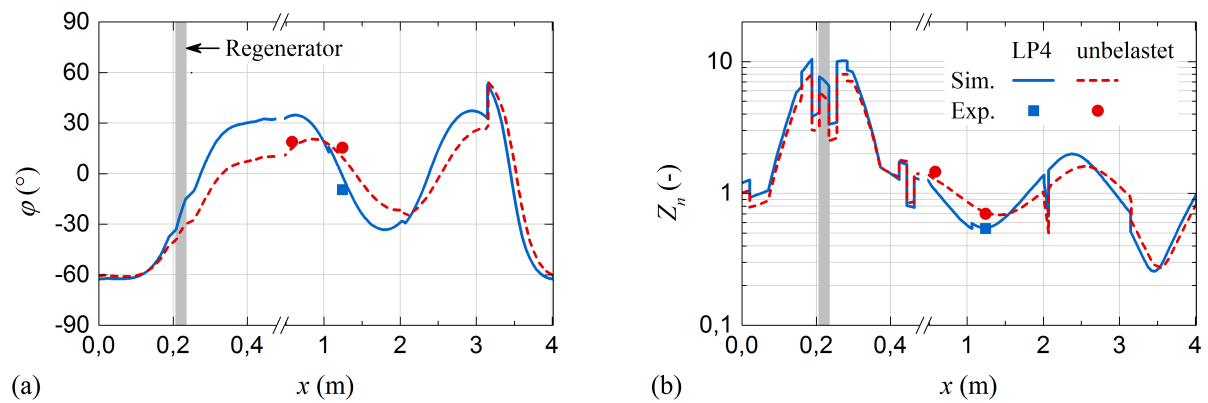
Im Allgemeinen hat die Belastung bei gleichen Stutzenparametern eine recht deutliche Abweichung des akustischen Feldes und somit der im Regenerator erzielten Bedingungen zur Folge. Die Abb. 7.15 stellt den Umstand beispielhaft für das bei SP4-SL5 nach Abb. 7.7 optimal angepasste belastete im Vergleich zum unbelasteten System dar. Während sich das akustische Feld im belasteten System etwas verschlechtert (größere Schwankung der Phasenverschiebung und Impedanz) werden auch die Regeneratorbedingungen beeinflusst.

Dass der Anschluss einer Last nicht zwangsläufig zu ungünstigeren Bedingungen führen muss, zeigt Abb. 7.16 für die Stutzenparameter SP3-SL4 und einen Lastanschluss bei der Position LP2. Für diesen Zustandspunkt liegt ein kompletter Datensatz der akustischen Parameter an allen Messstellen vor. Im Vergleich der Messpunkte mit dem simulierten Verlauf wird erneut die hohe Zuverlässigkeit des Simulationsmodells und der Methode zur Modellanpassung an die experimentellen Werte deutlich.

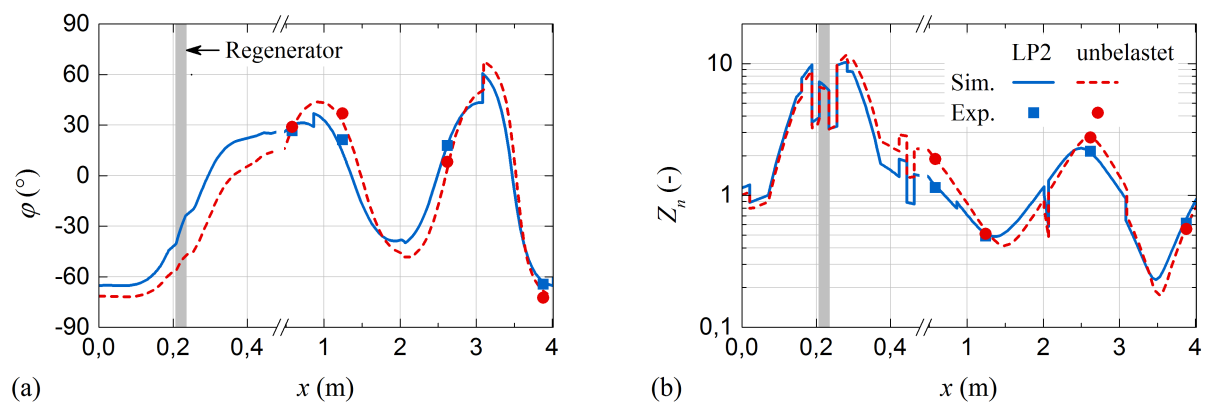




**Abbildung 7.14:** Einfluss der Länge und Position des Stutzens,  $L_{St}$  und  $X_{St}$ , im bei LP4 belasteten System ( $p_m = 1$  bar;  $T_{HWÜ} = 400^\circ\text{C}$ ) entsprechend des Simulationsmodells ( $K_{Umf} = 2,4$ ) auf die Bedingungen in der Regeneratormitte für (a) die Phasenverschiebung  $\varphi$  und (b) die normalisierte Impedanz  $Z_n$



**Abbildung 7.15:** Vergleich des akustischen Feldes zwischen belasteten (Lastposition LP4) und unbelasteten System ( $p_m = 1$  bar;  $T_{HWÜ} = 400^\circ\text{C}$ ) bei den experimentellen Stutzenparametern SP4-SL5 bezüglich (a) der Phasenverschiebung  $\varphi$  und (b) der normalisierten Impedanz  $Z_n$



**Abbildung 7.16:** Vergleich des akustischen Feldes zwischen belasteten (Lastposition LP2) und unbelasteten System ( $p_m = 1$  bar;  $T_{HWÜ} = 400^\circ\text{C}$ ) bei den experimentellen Stutzenparametern SP3-SL4 bezüglich (a) der Phasenverschiebung  $\varphi$  und (b) der normalisierten Impedanz  $Z_n$

### 7.3 Variation der Stutzenparameter bei 20 bar

Die Analyse zum Einfluss der Stutzenparameter auf das akustische Feld wird anschließend am System mit einem Betriebsdruck von  $p_m = 20\text{ bar}$  wiederholt. Dabei steht insbesondere die Übertragbarkeit der zuvor angestellten Beobachtungen im Fokus. Die Vorgehensweise entspricht exakt der aus Abschnitt 7.2. Zunächst werden die Werte für die Umfangskorrektur sowie der angepassten Stutzenparameter bestimmt. Sie ermöglichen einen Abgleich der experimentellen Messwerte mit dem Simulationsmodell. Nachfolgend werden die Untersuchungsergebnisse von Experiment und Simulation für das unbelastete und bei der Lastposition LP4 belastete System vorgestellt und mit dem atmosphärisch bedruckten System verglichen. Gemeinsamkeiten und Unterschiede der druckabhängigen akustischen Felder werden herausgestellt. Im Gegensatz zum System bei 1 bar erfolgt die Auswertung der Daten aufgrund der höheren Leistungsfähigkeit bei einer Temperatur der Wärmezufuhr von  $T_{HWÜ} = 300^\circ\text{C}$ . Während die untersuchten experimentellen Stutzenpositionen (SP2, SP3 und SP4) mit den vorherigen übereinstimmen, sind abweichende Stutzenlängen (SL2, SL3 und SL4) Gegenstand der Untersuchung.

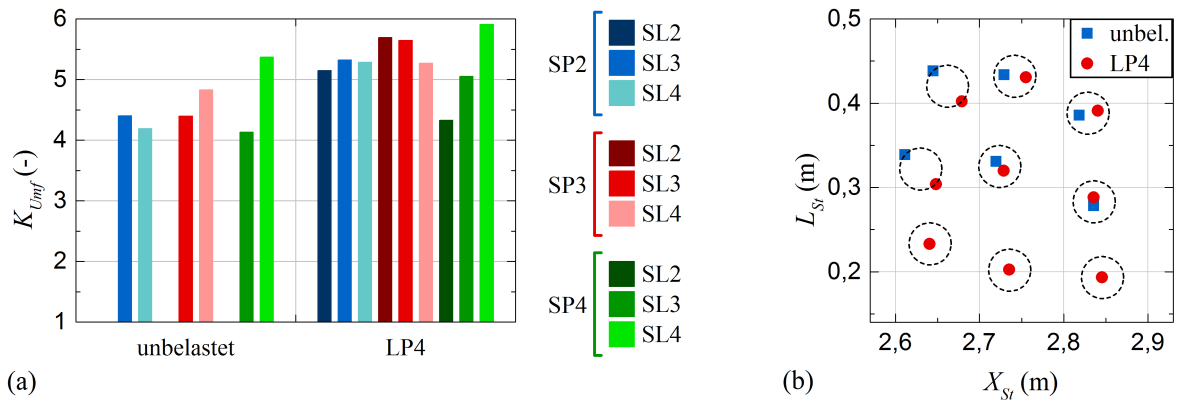
#### 7.3.1 Umfangskorrektur und Abgleich der Stutzenparameter

Abbildung 7.17 zeigt die nach der in Abschnitt 7.1.2 vorgestellten Methode ermittelten Korrekturwerte für die Umfangskorrektur und die Stutzenparameter. Dargestellt sind die Korrekturen für das unbelastete und bei LP4 belastete System für  $T_{HWÜ} = 300^\circ\text{C}$ . Die beim unbelasteten System fehlenden Werte konnten aufgrund geringer akustischer Leistung nicht modelliert werden.

Es fällt auf, dass die Umfangskorrektur in Abb. 7.17(a) deutlich höhere Werte aufweist als beim atmosphärischen System. Als Ursache kommt der wegen der höheren Gasdichte größere Einfluss sekundärer Verluste durch Strömungsablösungen und die Gedeon-Strömung in Betracht. Interessanterweise sind die Werte für das unbelastete System kleiner als beim belasteten. Dies steht im Gegensatz zur vorherigen Beobachtung. Ein Grund könnte der für die Stutzenlänge abweichende Analyseausschnitt sein. Wie später gezeigt wird, befindet sich das unbelastete System für SL2-4 nahe seiner Betriebsfähigkeitsgrenze. Es wurde beobachtet, dass die Anpassung des Simulationsmodells in solchen Bereichen tendenziell durch eine stark nach unten ausschlagende Umfangskorrektur stattfindet.

Die abgeglichenen Stutzenparameter können der Abb. 7.17(b) entnommen werden. Von unten nach oben gehend entsprechen die eingekreisten, horizontal ähnlich liegenden Werte einer experimentellen Stutzenlänge von SL2, SL3 und SL4. Analog erfolgt die Zuordnung von links nach rechts für die experimentellen Stutzenpositionen SP2, SP3 und SP4. Auch wenn die verfügbare Punktmenge klein ist und der Untersuchungsbereich nicht identisch, ergeben sich im Vergleich zum atmosphärischen System dennoch einige relevante Beobachtungen. Der horizontale wie auch vertikale Abstand der eingekreisten Bereiche ähnelt mit etwa 0,10 m eher dem des experimentellen Systems. Das Punktmuster weist jedoch ebenfalls eine deutliche Verzerrung auf und die Streuung der Punkte scheint größer zu sein. Es wäre daher möglich, dass für höhere Stutzenlängen eine Angleichung des relativen Abstandes zwischen den modellierten 20 bar und 1 bar Systemen erfolgt. Unabhängig davon haben sich die absoluten Werte der Stutzenposition noch stärker von ihren experimentellen Pendants entfernt.

Wegen der prinzipiellen Übereinstimmung der Korrekturparameter kann die in Abschnitt 7.2.1 für das 1 bar System durchgeführte Ursachendiskussion auf das System bei 20 bar übertragen werden.



**Abbildung 7.17:** Korrekturparameter für die Versuche bei  $p_m = 20$  bar im unbelasteten und belasteten System (LP4) für die Temperatur der Wärmezufuhr  $T_{HWÜ} = 300^\circ\text{C}$ ; (a) zeigt den Faktor für die Umfangskorrektur  $K_{Umf}$  und (b) die zugehörigen Stutzenparameter Position  $X_{St}$  und Länge  $L_{St}$

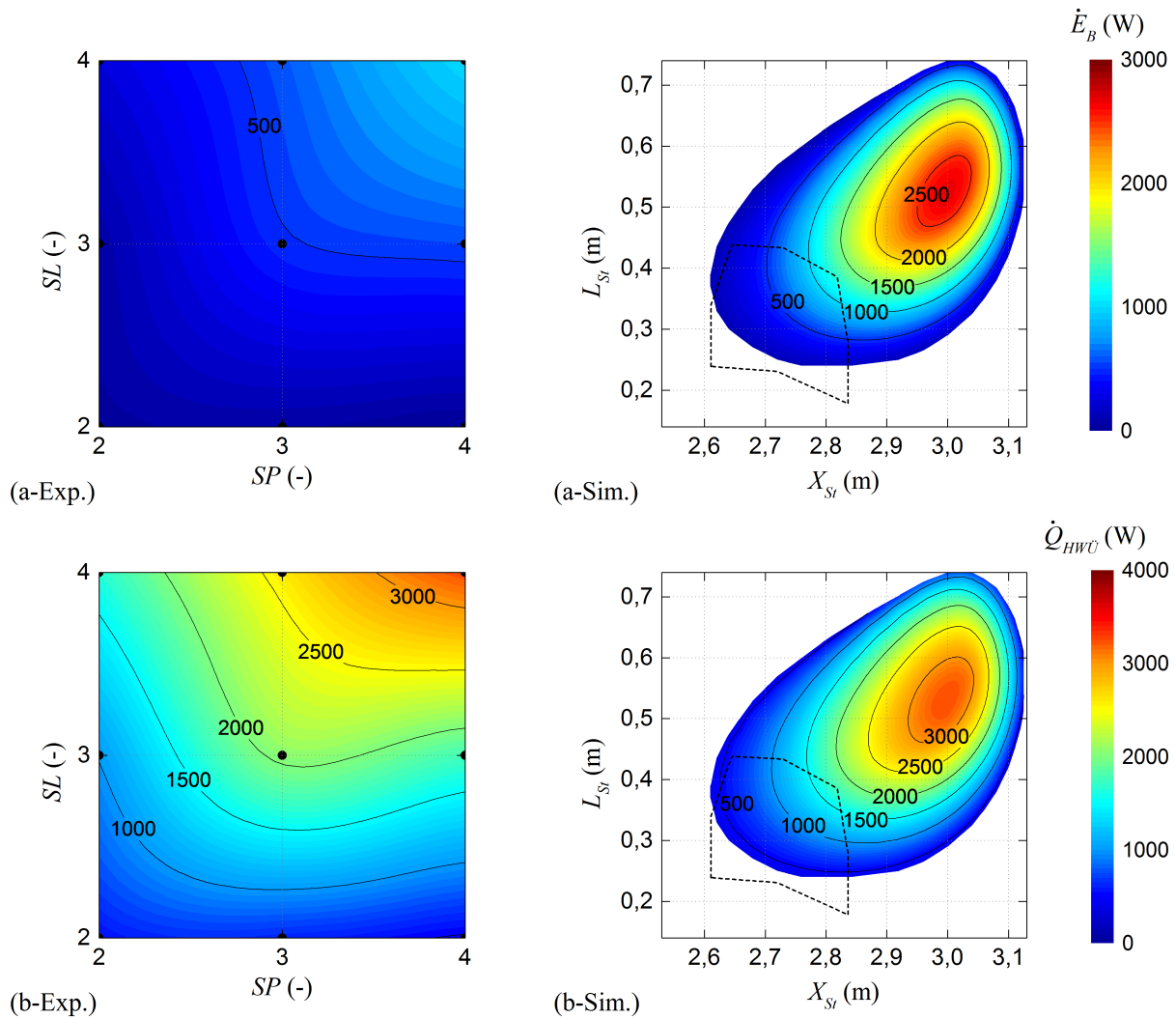
### 7.3.2 Unbelastetes System

In der Abb. 7.18 sind die experimentellen (links) und simulierten (rechts) Ergebnisse für die Stutzenvariation am unbelasteten System dargestellt. Die Simulation wurde mit einer einheitlichen Umfangskorrektur von  $K_{Umf} = 4,5$  durchgeführt. Der Wert orientiert sich am Mittelwert des Abgleichs aus Abb. 7.17(a). Abbildung 7.18(a) zeigt die akustische Leistung an der Messstelle B und Abb. 7.18(b) den zugeführten Wärmestrom. Weitere Größen können dem Anhang E.4 entnommen werden. Aufgrund der Verschiebung der angepassten experimentellen Stutzenposition in Richtung kleinerer Werte decken die Messwerte nur einen Randbereich des Betriebsfeldes ab. Die qualitative Übereinstimmung zwischen Experiment und Simulation kann hier als gut bewertet werden. Ein größerer quantitativer Fehler ist im Punkt SP4-SL4 zu erkennen. Wie zuvor bemerkt, fällt die angenommene Umfangskorrektur für günstigere Betriebspunkte des Motors vermutlich zu gering aus. Als Indiz kann der für SP4-SL4 abgeglichene Wert von  $K_{Umf} = 5,4$  angeführt werden. Daher ist davon auszugehen, dass das Simulationsmodell die Leistungen bei hoher Leistungsfähigkeit klar überschätzt.

Den zugeführten Wärmestrom in Abb. 7.18(b) betreffend, ergibt sich ein ähnliches Bild wie beim 1 bar System. Die modellierten Werte scheinen die experimentellen sogar noch stärker zu unterschreiten. Nicht berücksichtigte konvektive Wärmetransportmechanismen sind hierfür die wahrscheinlichste Ursache. Sie sollen in den Abschnitten 7.6 und 7.7 näher besprochen werden.

Abbildung 7.19 gibt die entsprechend des Modells erfasste Phasenverschiebung  $\varphi$  und normalisierte Impedanz  $Z_n$  in der Regeneratormitte wieder. Die Ergebnisse sind in großer Übereinstimmung mit denen des 1 bar Systems aus Abb. 7.9. Der Punkt maximaler Leistung fällt auf nahezu identische Stutzenparameter, die auch zu sehr ähnlichen Bedingungen im Regenerator führen. Der betriebsfähige Bereich des 20 bar Systems ist deutlich größer. Aufgrund des höheren Leistungspotenzials ist der Motor in der Lage, mit ungünstigeren Bedingungen umzugehen. Sie spiegeln sich in einer größeren Bandbreite von Phasenverschiebung und Impedanz wieder.

Die Unabhängigkeit der akustischen Bedingungen vom Betriebsdruck wird anhand Abb. 7.20 nachweisbar. Sie vergleicht das System bei 20 bar mit dem bei 1 bar für die Stutzenparameter SP4-SL4. Bezüglich Phasenverschiebung und Impedanz gleichen sich die akustischen Felder stark.

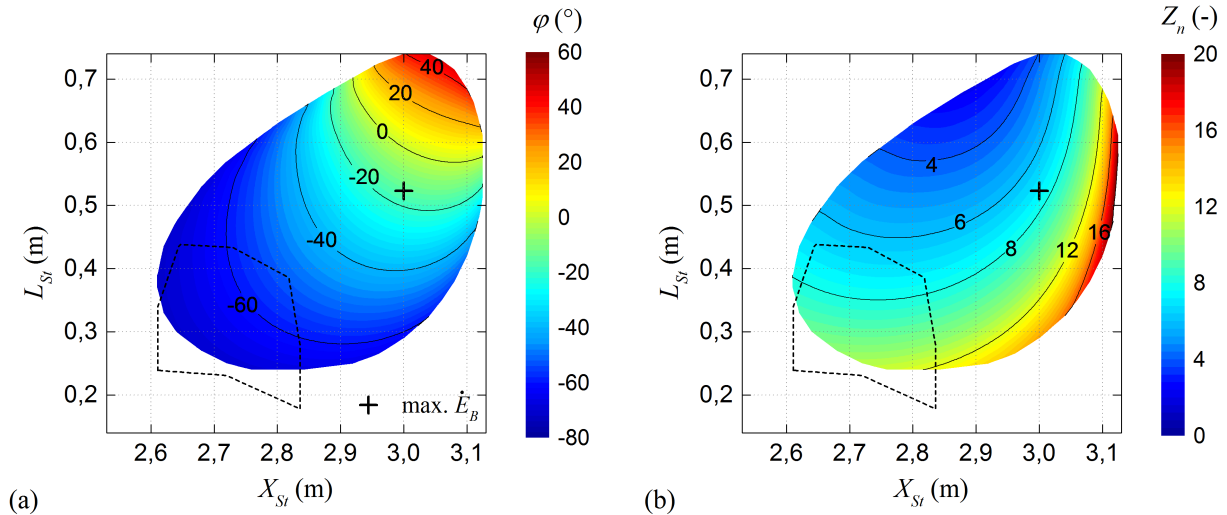


**Abbildung 7.18:** Einfluss der Länge und Position des Stutzens im unbelasteten System ( $p_m = 20\text{ bar}$ ;  $T_{HWÜ} = 300^\circ\text{C}$ ) nach den experimentellen Messpunkten SL-SP (links) und entsprechend des Simulationsmodells ( $K_{Umf} = 5,5$ )  $L_{St}$ - $X_{St}$  (rechts) auf (a) die akustische Leistung an der Messstelle B  $\dot{E}_B$  und (b) den zugeführten Wärmestrom  $\dot{Q}_{HWÜ}$

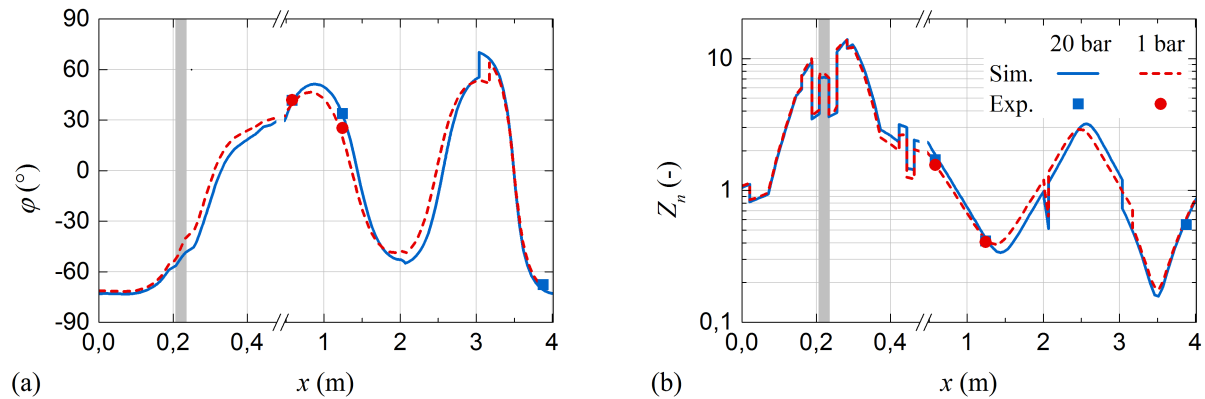
Interessanterweise tritt diese Übereinstimmung bei identischen experimentellen Parametern auf. D.h. die modellierte Stutzenposition weicht in beiden Fällen voneinander ab. Unter genauer Betrachtung fällt auf, dass beide Felder einen geringen horizontalen Versatz aufweisen. Mit Nutzung identischer Simulationsparameter würde sich der Versatz angleichen. Eine noch bessere Übereinstimmung ist denkbar. Die bestehende Differenz der Phasenverschiebung im Regenerator würde kleiner ausfallen.

### 7.3.3 Belastetes System

Die Abb. 7.21 zeigt die Untersuchungsergebnisse der Stutzenvariation für das bei der Lastposition LP4 belastete System. In (a) ist die an der Messstelle B übertragene akustische Leistung abgebildet, in (b) der zugeführte Wärmestrom und in (c) die im Helmholtz-Resonator dissipierte Leistung. Zusätzliche Größen sind im Anhang E.5 zu finden. Abbildung 7.22 gibt darüber hinaus den Wirkungsgrad aus entnommener und zugeführter Leistung wieder. Auf der linken Seite sind jeweils die gemessenen Werte dargestellt, auf der rechten die mit der Umfangskorrektur  $K_{Umf} = 4,5$  simulierten.



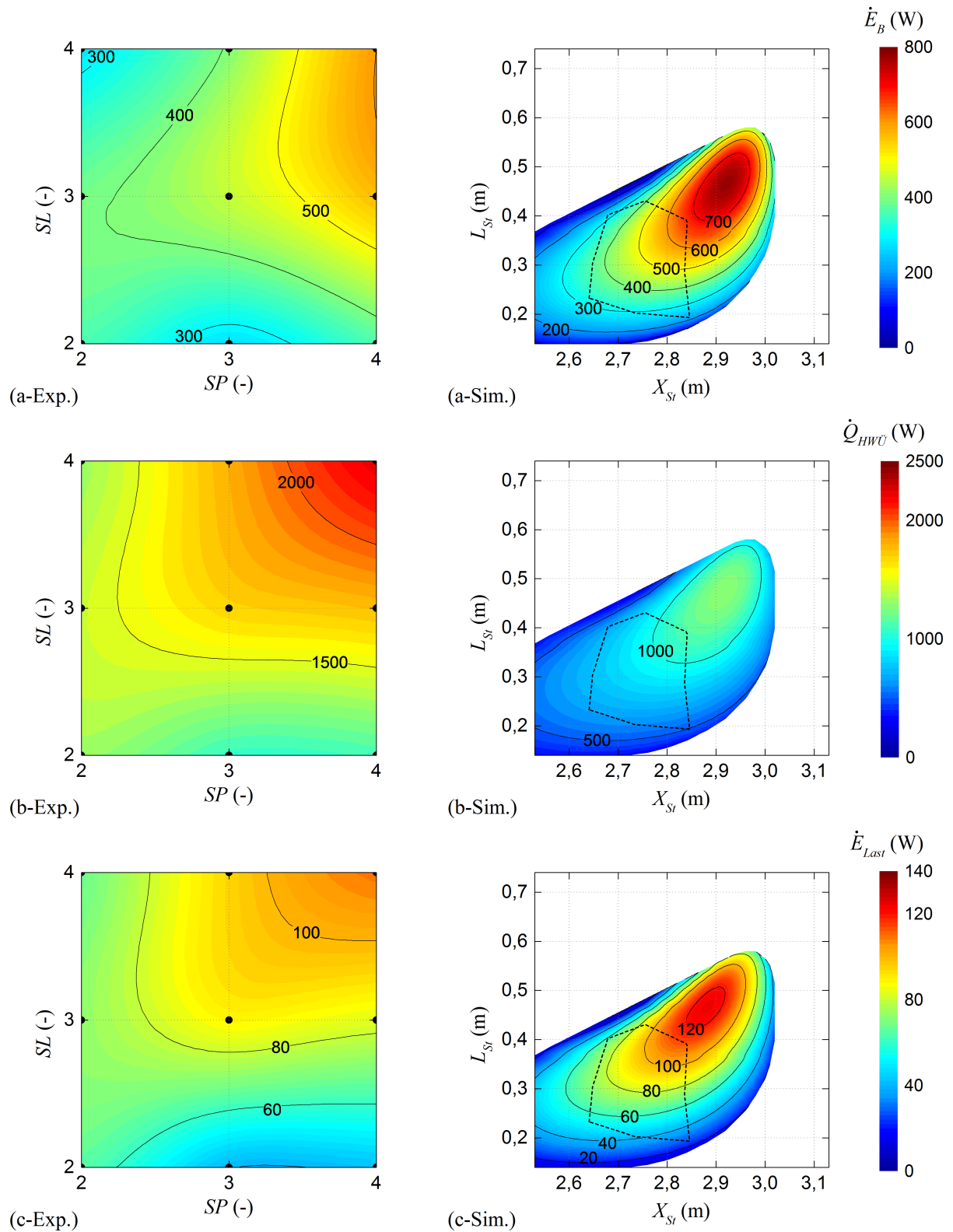
**Abbildung 7.19:** Einfluss der Länge und Position des Stutzens,  $L_{St}$  und  $X_{St}$ , im unbelasteten System ( $p_m = 20$  bar;  $T_{HWÜ} = 300^\circ\text{C}$ ) entsprechend des Simulationsmodells ( $K_{Umf} = 5,5$ ) auf die Bedingungen in der Regeneratormitte für (a) die Phasenverschiebung  $\varphi$  und (b) die normalisierte Impedanz  $Z_n$



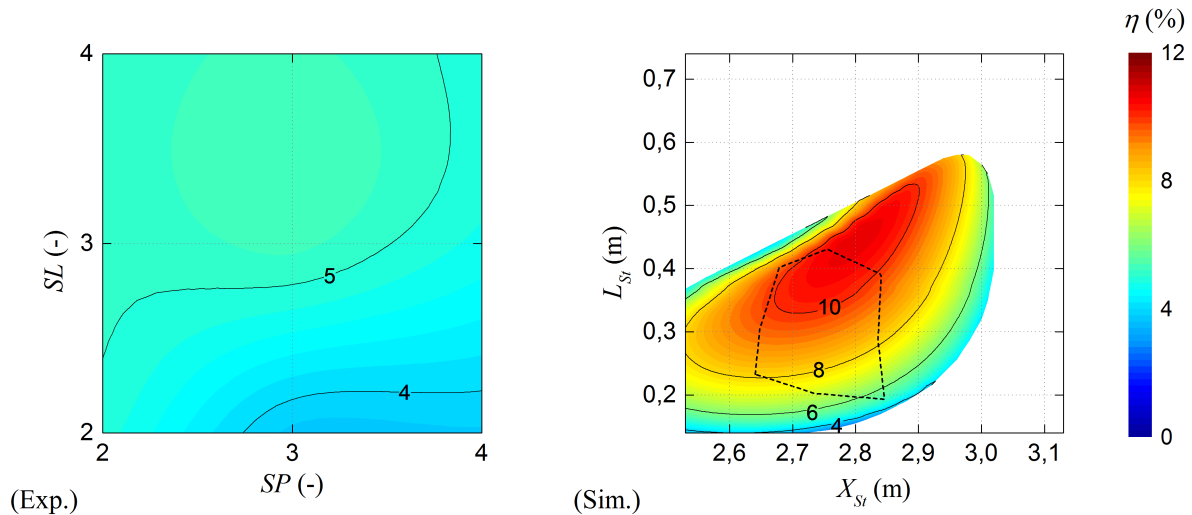
**Abbildung 7.20:** Vergleich des akustischen Feldes zwischen dem unbelasteten System bei 20 bar ( $T_{HWÜ} = 300^\circ\text{C}$ ) und bei 1 bar ( $T_{HWÜ} = 400^\circ\text{C}$ ) für die experimentellen Stutzenparameter SP4-SL4 bezüglich (a) der Phasenverschiebung  $\varphi$  und (b) der normalisierten Impedanz  $Z_n$

Bei im Vergleich zum unbelasteten System ähnlichen Stutzenparametern für maximale akustische Leistung  $\dot{E}_B$  (Abb. 7.21(a)) dehnt sich das modellierte Betriebsfeld stark in Richtung kleinerer Stutzenlänge und -position aus. Der Lasteinfluss auf das akustische Feld ist für diese Deformation verantwortlich. Er scheint stärker zu sein als beim System mit einem Betriebsdruck von 1 bar. Das Verhalten ist vorhersehbar, da der Gütefaktor des Helmholtz-Resonators mit steigendem Betriebsdruck zunimmt (vgl. Abschnitt 7.1.3). In der Folge dissipiert er einen größeren Anteil der in der Rohrschleife übertragenen akustischen Leistung. Das Verhältnis zwischen entnommener und übertragener Leistung  $\dot{E}_{Last} / \dot{E}_B$  fällt höher aus, die relative Belastung des Systems entsprechend ebenfalls.

Das verschobene Betriebsfeld führt dazu, dass der experimentell abgedeckte Bereich eine relevantere Überschneidung mit dem Gesamtfeld der Simulation besitzt (markierter Bereich). Die akustischen Leistungen in den Abbildungen 7.21(a) und (b) zeigen eine akzeptable quantitative Übereinstimmung zwischen Experiment und Simulation. Wie zuvor wird auch hier die zugeführte Wärmemenge in Abb. 7.21(b) stark unterschätzt und folglich der Wirkungsgrad in Abb. 7.22 überschätzt.



**Abbildung 7.21:** Einfluss der Länge und Position des Stutzens im bei LP4 belasteten System ( $p_m = 20\text{bar}$ ;  $T_{HWÜ} = 300^\circ\text{C}$ ) nach den experimentellen Messpunkten SL-SP (links) und entsprechend des Simulationsmodells ( $K_{Umf} = 4,5$ )  $L_{St}$ - $X_{St}$  (rechts) auf (a) die akustische Leistung an der Messstelle B  $\dot{E}_B$ , (b) den zugeführten Wärmestrom  $\dot{Q}_{HWÜ}$  und (c) die von der Last entzogene akustische Leistung  $\dot{E}_{Last}$



**Abbildung 7.22:** Einfluss der Länge und Position des Stutzens im bei LP4 belasteten System ( $p_m = 20\text{ bar}$ ;  $T_{HWÜ} = 300^\circ\text{C}$ ) nach den experimentellen Messpunkten SL-SP (links) und entsprechend des Simulationsmodells ( $K_{Umf} = 4,5$ )  $L_{St}$ - $X_{St}$  (rechts) auf den Wirkungsgrad  $\eta$

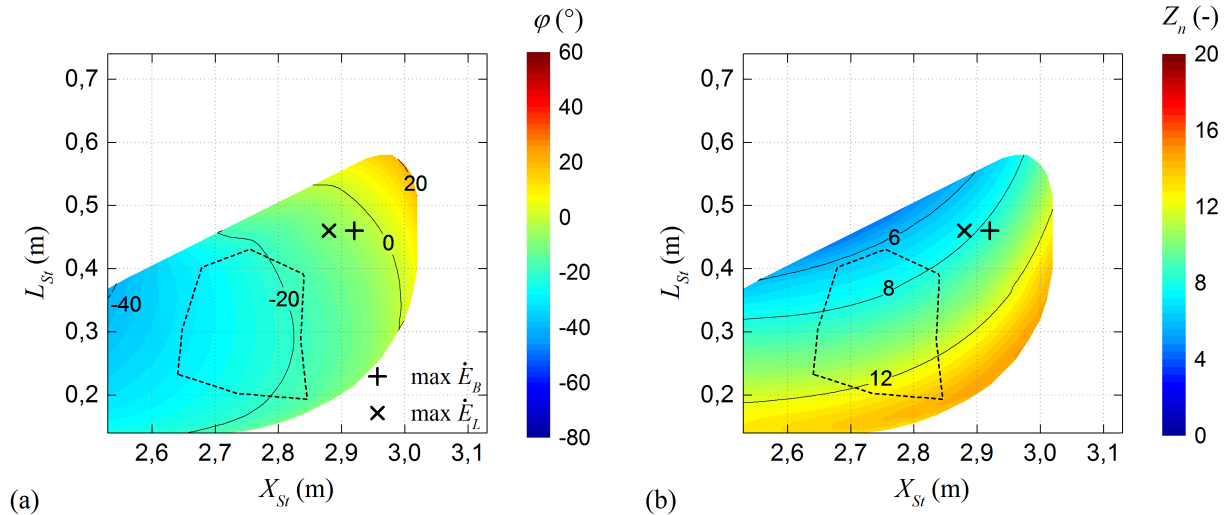
Der im Vergleich zum 1 bar System prinzipiell höhere Wirkungsgrad ist im Beispiel der analysierten Lastposition LP4 zum Teil auf den gesteigerten Betriebsdruck zurückzuführen. Einen wesentlichen Einfluss besitzt allerdings auch die höhere relative Belastung aufgrund des gestiegenen Gütefaktors.

Bei Betrachtung der Phasenverschiebung und normalisierten Impedanz in der Regeneratormitte (Abb. 7.23) wird die starke Verschiebung und Dehnung im Vergleich zum Betriebsfeld des unbelasteten Systems deutlich (vgl. Abb. 7.19). Dennoch befinden sich die Punkte maximaler Leistung bei vergleichbaren Stutzenparametern und ähnlichen akustischen Bedingungen.

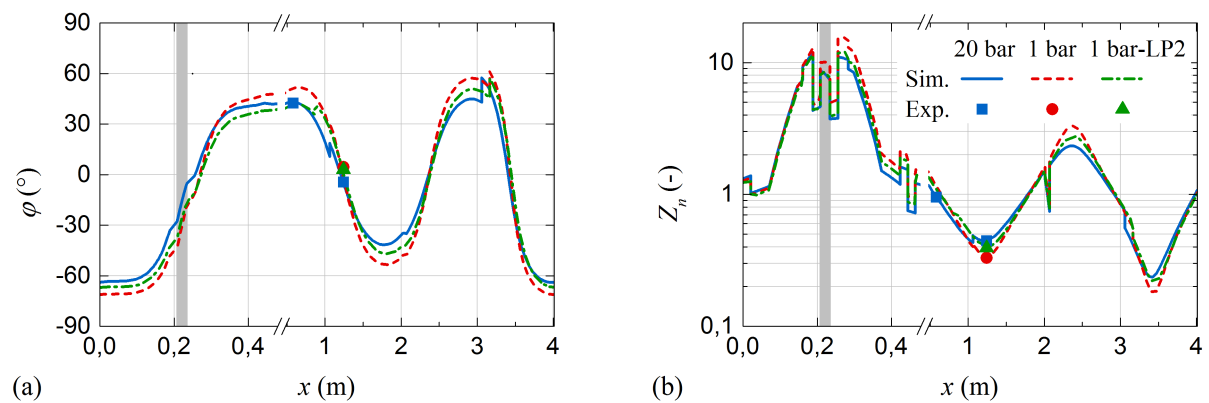
Wie zuvor bereits am unbelasteten System nachgewiesen, ist das sich einstellende akustische Feld auch im belasteten System weitgehend unabhängig vom Betriebsdruck. Abbildung 7.24 stellt das für (a) die Phasenverschiebung und (b) die normalisierte Impedanz am Beispiel der experimentellen Stutzenparameter SP4-SL4 dar. Die blaue durchgezogene Linie zeigt das Feld für 20 bar, die rote gestrichelte für 1 bar jeweils bei der Lastposition LP4. Beide Felder besitzen bereits eine gute Übereinstimmung. Abweichungen sind zum einen auf die Diskrepanz zwischen experimentellen und modellierten Stutzenparametern zurückzuführen. Ein weiterer Einflussfaktor ist die verschiedene relative Belastung  $\dot{E}_{Last} / \dot{E}_B$  beider Systeme. Das belastete 1 bar System weist bei der Lastposition LP2 (grüne strichpunktierte Linie) mit  $\dot{E}_{Last} / \dot{E}_B \approx 0,18$  eine ähnliche relative Belastung auf wie das 20 bar System bei LP4. Mit Angleich der Belastung ist die druckunabhängige Übereinstimmung des akustischen Feldes noch offensichtlicher.

Im Hinblick auf den Betriebsdruck bestätigen die Versuchsergebnisse die Schlussfolgerungen der numerischen Parameterstudie aus Abschnitt 3.3.6. Während sich das akustische Feld kaum ändert, führt die höhere Gasdichte zu einer gesteigerten Leistungsfähigkeit. Das liegt zum einen an einer besseren Wärmeübertragung und zum anderen an der erhöhten charakteristischen Impedanz des Gases (vgl. Formel (2.23)). Die Übertragung der akustischen Leistung erfolgt bei einer relativ verringerten Volumenstromamplitude. Bei gleicher lokaler Schallschnelle ist die Übertragung viel größerer Leistungen möglich. Der Anteil viskoser und turbulenter Verluste sinkt. Wie die experimentellen Daten zeigen, kann im untersuchten Motor nur ein Teil dieses Potenzials genutzt werden.





**Abbildung 7.23:** Einfluss der Länge und Position des Stutzens,  $L_{St}$  und  $X_{St}$ , im bei LP4 belasteten System ( $p_m = 20 \text{ bar}$ ;  $T_{HWÜ} = 300^\circ\text{C}$ ) entsprechend des Simulationsmodells ( $K_{Umf} = 4,5$ ) auf die Bedingungen in der Regeneratormitte für (a) die Phasenverschiebung  $\varphi$  und (b) die normalisierte Impedanz  $Z_n$



**Abbildung 7.24:** Vergleich des akustischen Feldes zwischen den belasteten Systemen (LP4 bzw. LP2) bei 20 bar ( $T_{HWÜ} = 300^\circ\text{C}$ ) und bei 1 bar ( $T_{HWÜ} = 400^\circ\text{C}$ ) für die experimentellen Stutzenparameter SP4-SL4 bezüglich (a) der Phasenverschiebung  $\varphi$  und (b) der normalisierten Impedanz  $Z_n$

Schadhafte Konvektionsströmungen lassen die Wärmeverluste ansteigen. Der höhere Wert der Umfangskorrektur und die Verschiebung der effektiven Stutzenposition legen außerdem die Vermutung nahe, dass sich sekundäre Strömungseffekte verstärkt auswirken. Tatsächlich kann eine stärker wirkende Gedeon-Strömung zu einem größeren Abfall der effektiven Temperaturdifferenz entlang des Regenerators führen. Die Simulation bei fixierter heißseitiger Temperatur bildet den Umstand nicht ab. Stattdessen wird die eigentlich thermal bedingte Leistungsreduktion durch Erhöhung der thermoviskosen Verluste mittels der Umfangskorrektur erzielt.



## 7.4 Temperaturabhängigkeit des Leistungsvermögens

Die bei den Betriebsdrücken 1 bar und 20 bar durchgeführten Untersuchungen zur Variation der Stutzenparameter wurden anhand der heißseitigen Temperaturen 400°C bzw. 300°C dargestellt. Sie lassen nur bedingt Rückschlüsse auf die Einsatzgrenzen des thermoakustischen Motors bei geringeren Temperaturen zu. Dieser Abschnitt soll zunächst die minimale Einsetztemperatur („onset“) in Abhängigkeit der Stutzenparameter wiedergeben. Anschließend wird die temperaturabhängige Leistungsfähigkeit der Systeme bei 1 bar und 20 bar gegenübergestellt. Eine aussagekräftigere Einordnung der vorherigen Ergebnisse wird ermöglicht.

### 7.4.1 Einsetztemperatur der akustischen Schwingung

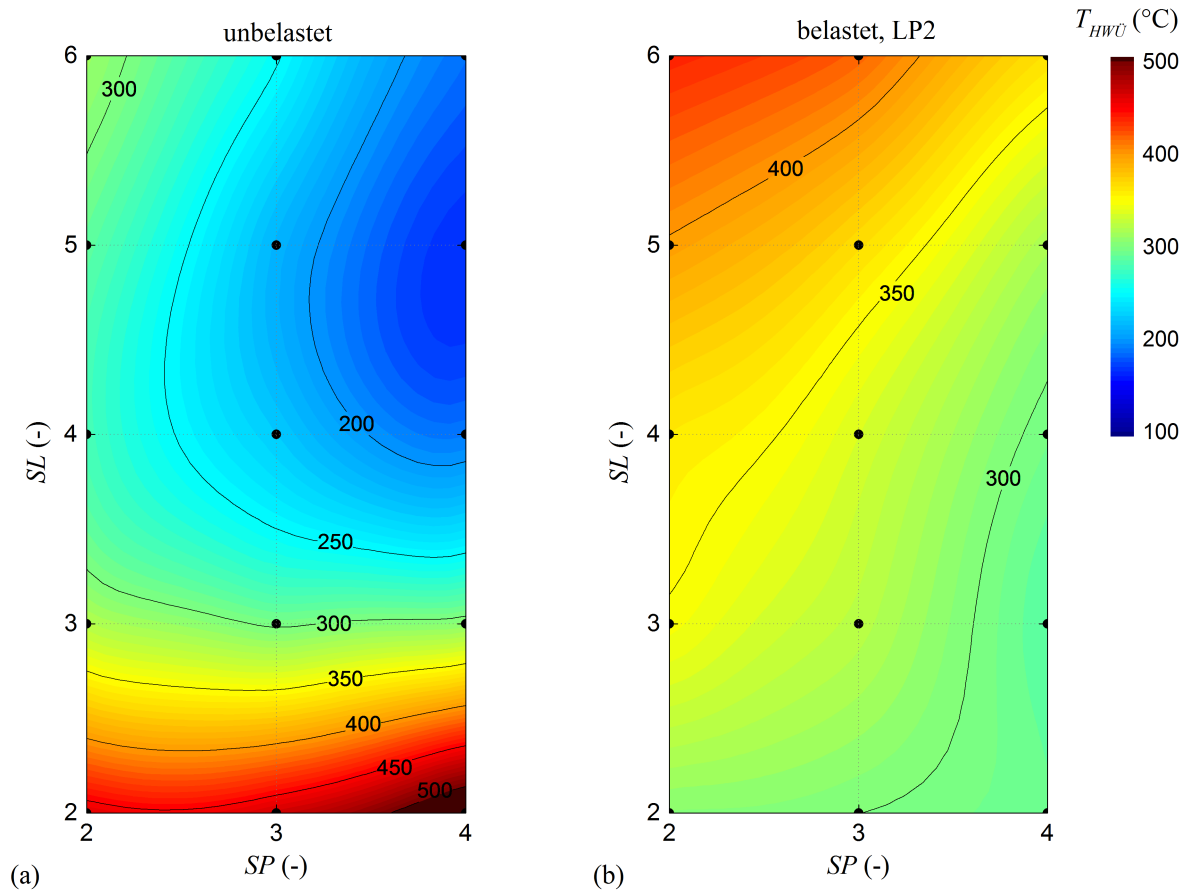
Wichtiger Indikator für die Güte eines thermoakustischen Systems ist die minimale heißseitige Temperatur, bei der die akustische Schwingung selbstständig einsetzt. Tatsächlich sind die ausschlaggebenden Größen eher die Temperaturdifferenz und das Temperaturniveau (vgl. Abschnitt 3.3.6). Da bei den Versuchen die kaltseitige Temperatur stets konstant ist (Kühlwasser:  $T_{WRV} = 31^\circ\text{C}$ ), bildet die heißseitige Temperatur  $T_{HWÜ}$  beide Größen gleichsam ab.

Die Abbildungen 7.25 und 7.26 zeigen die experimentell erfassten Werte für  $T_{HWÜ}$ , bei der ein Start der Schwingung in Abhängigkeit der experimentellen Stutzenparameter erfolgt. Erstere stellt die Messungen für einen Betriebsdruck von 1 bar, letztere von 20 bar dar. Die Abbildungen geben in (a) jeweils die Werte für das unbelastete und in (b) für das belastete System wieder. Es sei bemerkt, dass unterschiedliche Lastpositionen gewählt wurden (LP2 bei  $p_m = 1$  bar; LP4 bei  $p_m = 20$  bar). Mit dieser Konfiguration sind beide Systeme ähnlich stark belastet ( $\dot{E}_{Last} / \dot{E}_B(1 \text{ bar}) \approx \dot{E}_{Last} / \dot{E}_B(20 \text{ bar})$ ). Die gezeigten Werte sind vergleichbar. In Abschnitt 7.5.2 wird später auf die Abhängigkeit der relativen Belastung von der Lastposition eingegangen.

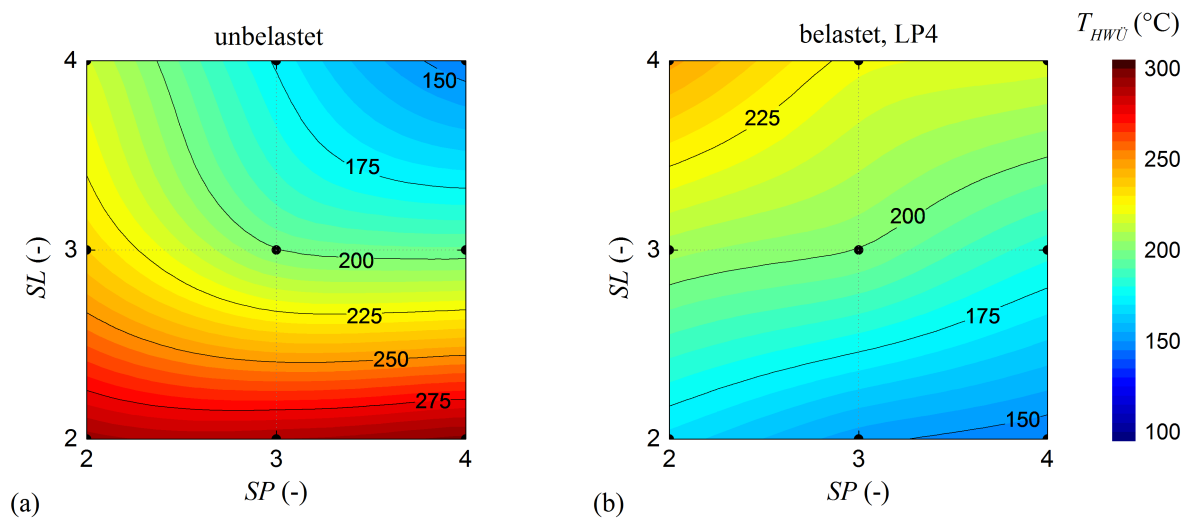
Der für die Auswertung verfügbare Datensatz ist für das 1 bar System größer und umfasst alle experimentellen Stutzenparameter von SP2 bis SP4 und von SL2 bis SL6. Beim 20 bar System liegen bei gleichen Stutzenpositionen nur Daten für die Stutzenlängen SL2 bis SL4 vor. Wie die Korrekturwerte der Simulation aus den Abbildungen 7.7(b) und 7.17(b) gezeigt haben, weicht die tatsächlich wirksame Stutzenposition beider Systeme trotz identischer experimenteller Werte voneinander ab. Für die Vergleichbarkeit der Diagramme aus den Abbildungen 7.25 und 7.26 ist die Bemerkung relevant. Bei gleicher Stutzenposition entsprechen die akustischen Bedingungen des Bereichs SL2 bis SL3 bei  $p_m = 1$  bar System (Abb. 7.25) weitgehend denen des Bereichs SL3 bis SL4 bei  $p_m = 20$  bar (Abb. 7.26).

Folgende Schlussfolgerungen können gezogen werden:

- Für die unbelasteten Systeme stimmt das Minimum der Onset-Temperatur mit dem Maximum der akustischen Leistung (vgl. Abbildungen 7.8(a) bzw. 7.18(a)) weitgehend überein. Im experimentell erfassten Bereich betragen die Minima 166°C ( $p_m = 1$  bar) bzw. 146°C ( $p_m = 20$  bar). Während das globale Minimum für das 1 bar System bereits annähernd abgebildet wird, liegt das globale Minimum für das 20 bar System deutlich außerhalb des experimentellen Bereichs bei größerer Stutzenposition und -länge. Die absolute Nähe der experimentellen Minima ist nur scheinbar.



**Abbildung 7.25:** Minimale heißseitige Temperatur  $T_{HWÜ}$  ( $p_m = 1$  bar) bei der ein Einsetzen der akustischen Schwingung in Abhängigkeit der experimentellen Stutzenlänge  $SL$  und -position  $SP$  erfolgte; (a) im unbelasteten System und (b) im bei der Lastposition LP2 belasteten System



**Abbildung 7.26:** Minimale heißseitige Temperatur  $T_{HWÜ}$  ( $p_m = 20$  bar) bei der ein Einsetzen der akustischen Schwingung in Abhängigkeit der experimentellen Stutzenlänge  $SL$  und -position  $SP$  erfolgte; (a) im unbelasteten System und (b) im bei der Lastposition LP4 belasteten System

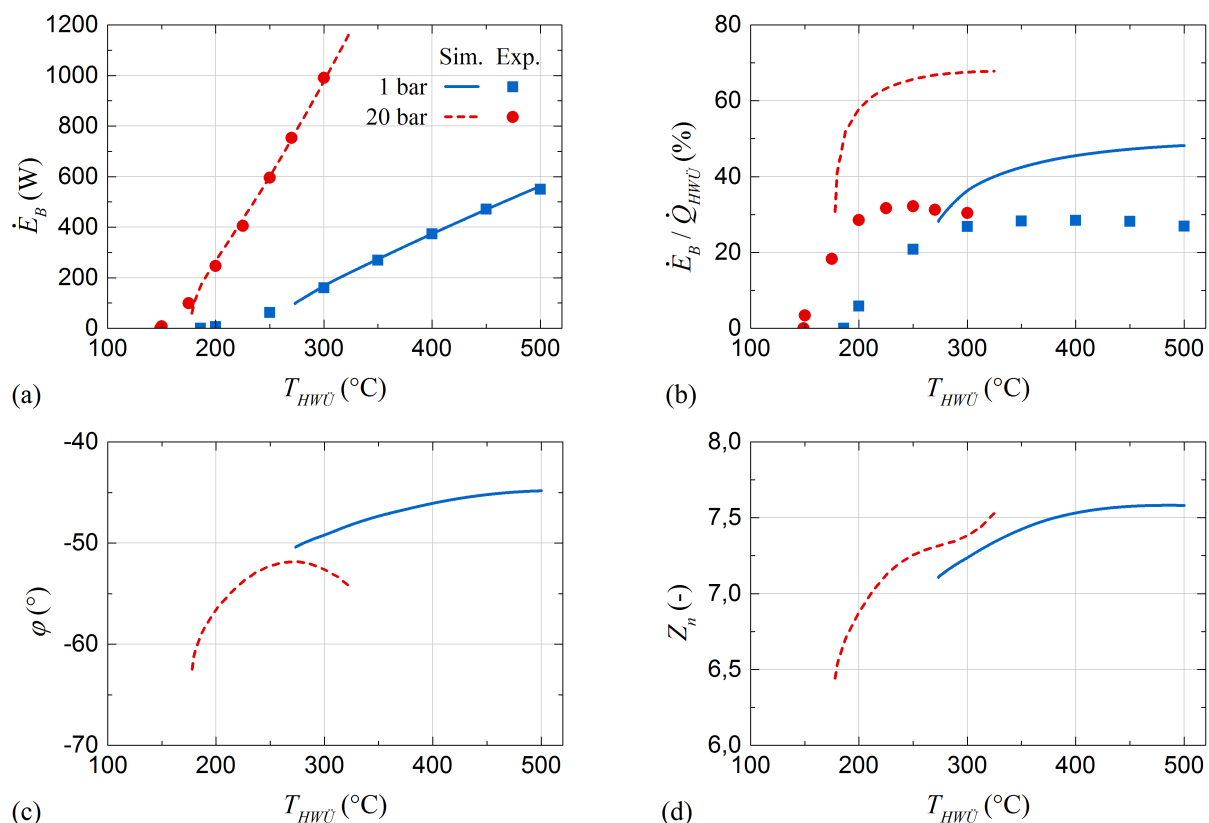
- Beim Vergleich des akustisch übereinstimmenden Bereichs wird das größere Leistungsvermögen bei höherem Betriebsdruck offensichtlich. Unter der Annahme, dass akustisch gesehen der Punkt SP3-SL4 im 1 bar System eher dem Punkt SP2-SL4 im 20 bar System entspricht, liegt die Temperaturdifferenz zwischen heiß- und kaltseitigen Wärmeübertrager bei  $p_m = 1$  bar mit 195K viel höher als bei  $p_m = 20$  bar mit 115K. Für kleinere Stutzenlängen mit ungünstigeren akustischen Bedingungen nimmt die Differenz beider Systeme stark zu.
- Bezüglich der belasteten Systeme liegt das globale Minimum der Onset-Temperatur sowohl bei  $p_m = 1$  bar als auch bei  $p_m = 20$  bar außerhalb des experimentellen Bereichs. Unabhängig davon werden die geringsten Werte für die sehr kleine Stutzenlänge SL2 erreicht, bei der mit höherer Temperatur eigentlich eine vergleichsweise schlechte Leistung vorliegt (vgl. Abbildungen 7.12(a) und 7.21(a)). Die Ursache hierfür ist unklar. Sie ist möglicherweise mit stark unterschiedlichen akustischen Bedingungen in der Anlaufphase der akustischen Schwingung zu erklären. Auch Rückkopplungseffekte mit dem Helmholtz-Resonator könnten eine Rolle spielen.
- Im akustisch übereinstimmenden Bereich weisen die belasteten Systeme unabhängig vom Betriebsdruck ein ähnliches qualitatives Verhalten auf. Quantitativ ist der Unterschied etwas größer als bei den unbelasteten Motoren.
- Durch die bei gleichen Stutzenparametern unterschiedlichen akustischen Bedingungen kann die Onset-Temperatur des belasteten Systems deutlich unterhalb der des unbelasteten liegen.

Abschließend sei bemerkt, dass die Onset-Temperatur zum sprunghaften Einsetzen der akustischen Schwingung höher liegt, als die Temperatur, bei der die Schwingung langsam abklingt. Dieses Hystereseverhalten liegt in der Überwindung des anfänglichen akustischen Widerstandes begründet. Es zeigt eine Abhängigkeit von den Stutzenparametern sowie von der Systembelastung. Während die hystereseebedingte Temperaturdifferenz im unbelasteten System in der Regel bei etwa 10 bis 20K liegt, kann sie im belasteten System auf bis zu 60K ansteigen. Generell wurde beobachtet, dass eine höhere Onset-Temperatur auch zu einer größeren Hysterese führt.

#### 7.4.2 Temperaturabhängiges Leistungsvermögen

Die Abbildung 7.27 stellt die Leistungsfähigkeit des unbelasteten thermoakustischen Motors vergleichend für die Betriebsdrücke 1 bar und 20 bar in Abhängigkeit von der heißseitigen Temperatur  $T_{HWU}$  dar. Basis des Vergleichs sind die experimentellen Stutzenparameter in der Konfiguration SP4-SL4. Die für die Simulation verwendeten Korrekturparameter sind dem Anhang E.6 zu entnehmen.

Abbildung 7.27(a) zeigt die an der Messstelle B übertragene akustische Leistung. Im temperaturabhängigen Leistungsverlauf werden deutliche Unterschiede zwischen den verwendeten Betriebsdrücken erkennbar. Bei  $p_m = 20$  bar ist nicht nur die Onset-Temperatur geringer, sondern auch der Leistungsanstieg fällt mit zunehmender Temperatur viel stärker aus. Die generelle Überlegenheit nicht nur bei kleinen Einsatztemperaturen ist erheblich. In guter Näherung lassen sich die Verläufe auch auf die belasteten Systeme übertragen. Bei ähnlichem Anstieg erfolgt der Verlauf annähernd parallel verschoben. Die Differenz der Onset-Temperaturen gibt den Versatz vor. Für andere Stutzenparameter fällt der Anstieg umso steiler aus, je günstiger die akustischen Bedingungen sind.



**Abbildung 7.27:** Abhängigkeiten von der heißseitigen Temperatur  $T_{HWÜ}$  für die Betriebsdrücke 1 bar und 20 bar jeweils im unbelasteten Zustand bei den experimentellen Stutzenparametern SP4-SL4 bezüglich (a) der akustischen Leistung an der Messstelle B  $\dot{E}_B$ , (b) dem Verhältnis zwischen der innerhalb der Rohrschleife übertragenen Leistung zur zugeführten Wärmemenge  $\dot{E}_B / \dot{Q}_{HWÜ}$ , (c) der Phasenverschiebung  $\varphi$  in der Regeneratormitte und (d) der normalisierten Impedanz  $Z_n$  in der Regeneratormitte

Das Verhältnis zwischen der übertragenen akustischen Leistung und der zugeführten Wärmemenge ist in Abb. 7.27(b) dargestellt. Im unbelasteten System kann es als Indikator für den thermischen Wirkungsgrad verstanden werden. Auffällig ist, dass die experimentellen Werte unabhängig vom Betriebsdruck ein ähnliches Maximum besitzen. Dieses wird bei  $p_m = 20$  bar eher erreicht. Bis hier ist eine relative Steigerung der akustischen Leistung in Bezug auf den eingebrachten Wärmestrom möglich. Anschließend führen steigende thermische, akustische und sekundäre Strömungsverluste dazu, dass die relative Leistungsfähigkeit langsam abfällt. Deutlich wird die Diskrepanz zu den Simulationswerten, welche für das 20 bar System stärker ausfällt. Die Ursachen hierfür werden in den Abschnitten 7.6 und 7.7 im Detail analysiert.

Aus den Abbildungen 7.27(c) und (d) gehen die akustischen Bedingungen (Phasenverschiebung bzw. normalisierte Impedanz) in der Mitte des Regenerators hervor. Sie basieren auf dem Simulationsmodell. Zwei Schlussfolgerungen lassen sich ziehen. Wie bereits anhand der Abbildungen 7.20 und 7.24 gezeigt wurde, ähneln sich die Bedingungen für beide Betriebsdrücke stark. Der vorhandene Unterschied ist maßgeblich auf die Abweichung zwischen den simulierten und experimentellen Stutzenparametern zurückzuführen (Korrekturwerte). Darüber hinaus ist die Abhängigkeit der akustischen Bedingungen von der heißseitigen Temperatur als relativ gering einzustufen. Die Beobachtungen stehen in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen der Parameterstudie bezüglich des Betriebsdrucks und der Temperatur aus Abschnitt 3.3.6.

## 7.5 Untersuchungen am Helmholtz-Resonator

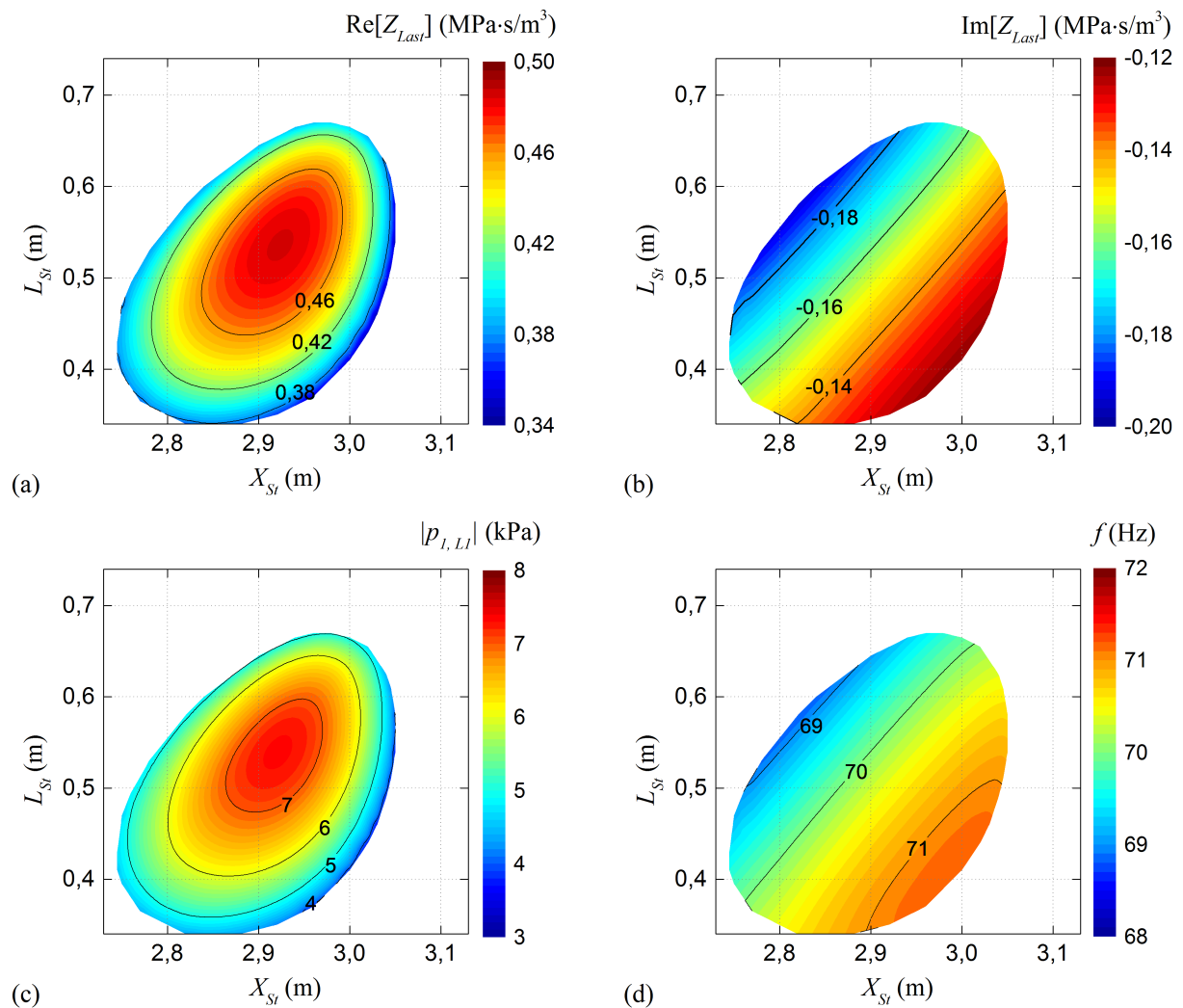
Wie bei der Variation der Stutzenparameter im belasteten System (vgl. Abschnitte 7.2.3 und 7.3.3) gezeigt werden konnte, ist der verwendete Helmholtz-Resonator in der Lage dem thermoakustischen Motor akustische Leistung zu entziehen. Als Platzhalter für eine nutzbare Last ist er prinzipiell geeignet. Für eine valide Einordnung der Untersuchungsergebnisse ist ein besseres Verständnis seiner Charakteristik in Wechselwirkung mit dem thermoakustischen Motor notwendig. Der Gütefaktor, welcher einen maßgeblichen Einfluss auf die dissipative Wirkung hat, besitzt eine starke Abhängigkeit sowohl von der Druckamplitude am Halseintritt als auch vom Betriebsdruck (vgl. Abschnitt 7.1.3). Folglich ist seine genaue Wirkung von den lokalen akustischen Bedingungen der Anschlussstelle abhängig. Diese variieren einerseits mit den Stutzenparametern, können andererseits aber auch durch die Lastposition verändert werden. Beide Wirkweisen sollen nachgehend für das System mit dem Betriebsdruck  $p_m = 1$  bar erläutert werden.

Nicht zuletzt lässt sich die Impedanz des Helmholtz-Resonators direkt beeinflussen. Der Anteil entnommener akustischer Leistung stellt sich ortsgebunden in Abhängigkeit der Impedanz ein. Ursprünglich sollte diese Untersuchung durch die Veränderung des akustischen Widerstandes mittels eines Regulierventils erfolgen, was sich aufgrund des hohen Strömungswiderstandes des Ventildurchgangs als nicht zielführend herausgestellt hat (vgl. Abschnitt 6.4.2). Alternativ wird im Folgenden die Halslänge des Resonators variiert. Durch den Einfluss auf die Resonanzfrequenz des Resonators lässt sich eine ähnliche Wirkung erzielen. Zum Schluss werden die maximal entnehmbare akustische Leistung und der erzielbare Wirkungsgrad in Abhängigkeit der heißseitigen Temperatur analysiert. Die Darstellung erfolgt beispielhaft für eine Stutzenkonfiguration.

### 7.5.1 Abhängigkeit der Lastimpedanz von den Stutzenparametern

Die Abbildungen 7.28(a) und (b) zeigen den Real- und Imaginärteil der Eingangsimpedanz des Helmholtz-Resonators in Abhängigkeit der Stutzenparameter. In (c) und (d) sind darüber hinaus die Druckamplitude am Halseintritt des Resonators sowie die Resonanzfrequenz des thermoakustischen Systems abgebildet. Die dargestellten Werte entsprechen der in Abschnitt 7.2.3 diskutierten Simulation ( $p_m = 1$  bar;  $T_{HWU} = 400^\circ\text{C}$ ; Lastposition LP4).

Die qualitative Verteilung des Realteils der Lastimpedanz in Abb. 7.28(a) ist deckungsgleich mit der Verteilung der dissipierten akustischen Leistung aus Abb. 7.12(c-Sim.). Basis dieses Zusammenhangs ist die in Abb. 7.28(c) dargestellte Druckamplitude am Halseintritt  $|p_{I,LI}|$ . Ihr Maximum führt nach Gleichung (6.38) gleichzeitig zum Maximum dissipierter Leistung. Folglich ist die Verteilung der entnommenen Leistung ein direktes Abbild der lokalen Druckamplitude. Da gleichzeitig der Gütefaktor des Helmholtz-Resonators von der Druckamplitude am Halseintritt abhängt (vgl. Abb. 7.5(b)), ist der Realteil der Lastimpedanz ebenfalls von der Druckamplitude abhängig. Der Realteil wird maximal, wenn der Gütefaktor minimal wird. Das ist bei maximaler Druckamplitude der Fall. Bezogen auf den Anteil der aus der Rohrschleife entnommenen akustischen Leistung (welcher bei geringerem Realteil ansteigt) ist der Helmholtz-Resonator paradoxerweise im Punkt maximal dissipierter Leistung am wenigsten wirksam.



**Abbildung 7.28:** Einfluss der Länge und Position des Stutzens,  $L_{St}$  und  $X_{St}$ , im bei LP4 belasteten System ( $p_m = 1$  bar;  $T_{HWW} = 400^\circ\text{C}$ ) entsprechend des Simulationsmodells ( $K_{Umf} = 2,4$ ) auf die akustische Eingangsimpedanz des Helmholtz-Resonators für (a) den Realteil  $\text{Re}[Z_{Last}]$  und (b) den Imaginärteil  $\text{Im}[Z_{Last}]$  sowie auf (c) die Druckamplitude am Halseintritt  $|p_{I,LI}|$  und (d) die Resonanzfrequenz des Systems  $f$

Die in Abb. 7.28(b) dargestellte Verteilung des Imaginärteils der Lastimpedanz besitzt einen gänzlich anderen Verlauf. Eine Abhängigkeit von der Druckamplitude ist nicht erkennbar. Tatsächlich spiegelt der Imaginärteil die Abweichung der Erregerfrequenz von der Resonanzfrequenz des Helmholtz-Resonators wieder. Besitzt er den Wert 0, stimmen Erreger und Resonanzfrequenz überein. Bei weitgehender Unabhängigkeit der Resonanzfrequenz von der Druckamplitude spiegelt der Imaginärteil die Änderung der Erregerfrequenz, d.h. der Frequenz des thermoakustischen Systems, wieder. Der Zusammenhang kann mittels der in Abb. 7.28(d) gezeigten Systemfrequenz nachvollzogen werden. Dementsprechend liegt die Resonanzfrequenz des Resonators oberhalb der Erregerfrequenz.

Zusammenfassend sind der Realteil der Lastimpedanz sowie die dissipierte Leistung stets ein Abbild der lokalen Druckamplitude, während sich der Imaginärteil aus der Diskrepanz zwischen Erreger- und eigentlicher Resonanzfrequenz ergibt.

### 7.5.2 Variation der Lastposition

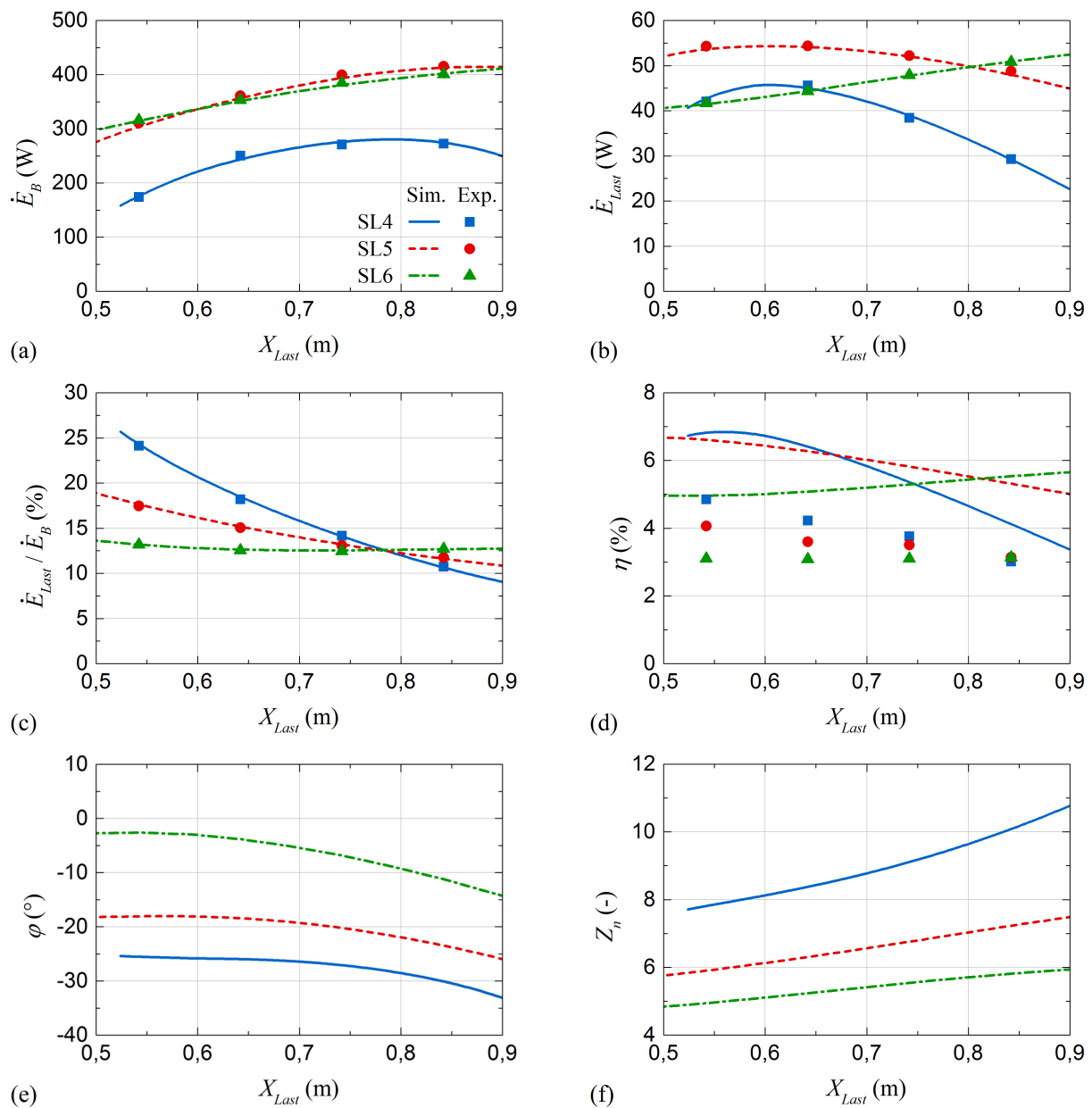
Mit der aufgezeigten Abhängigkeit der Wirkung des Helmholtz-Resonators von der lokalen Druckamplitude am Halseintritt wird eine Variation der relativen Systembelastung durch Änderung der Anschlussposition des Resonators ermöglicht. Dies kann nur funktionieren, wenn die unterschiedlichen Positionen auch eine verschiedene Druckamplitude aufweisen. Die Methode hängt daher stark vom prinzipiellen Verlauf des akustischen Feldes ab. Wie Abb. 7.11 gezeigt hat, besitzt die Stutzenlänge einen wesentlichen Einfluss auf die Schwankungsbreite der akustischen Größen entlang der Rohrschleife. Bei der Stutzenlänge SL4 ist sie viel größer als bei SL5 oder SL6. Je größer die positionsabhängige Schwankung, desto größer fallen die lastpositionsabhängigen Unterschiede aus.

Abbildung 7.29 stellt den Einfluss der Position des Helmholtz-Resonators auf den thermoakustischen Motor dar. Gezeigt sind Verläufe für die verschiedenen experimentellen Stutzenlängen SL4, SL5 und SL6 bei unveränderter Stutzenposition SP4 ( $p_m = 1 \text{ bar}$ ;  $T_{HWO} = 400^\circ\text{C}$ ). Die zum Abgleich der Simulationen verwendeten Korrekturparameter können dem Anhang E.7 entnommen werden. In Abb. 7.29(a) ist die akustische Leistung an der Messstelle B gezeigt. Die Diskrepanzen im Leistungsniveau beruhen auf den verschiedenen Bedingungen in der Regeneratormitte. Die Verläufe ergeben sich aus den Rückkopplungen mit der akustischen Last. Besonders Einflussreich sind die entnommene akustische Leistung (Abb. 7.29(b)) und die durch die Lastwirkung induzierte Veränderung der akustischen Bedingungen im Regenerator (Abb. 7.29(e) und (f)). Die entnommene Leistung als Abbild der lokalen Druckamplitude spiegelt die Änderung des akustischen Feldes wieder. Während bei SL4 eine starke positionsabhängige Schwankung mit größerer Druckamplitude bei kleinerer Lastposition vorliegt, sinkt diese bis SL5 ab und hat bei SL6 sogar die Richtung ihres Anstieges gewechselt.

Die Verläufe werden von dem Einfluss einer kleineren Amplitude bei geringerer übertragener Leistung überlagert. Das Verhältnis zwischen entnommener und übertragener Leistung macht das deutlich (Abb. 7.29(c)). So fällt z.B. die relative Systembelastung bei  $X_{Last} = 0,542 \text{ m}$  für SL4 am stärksten aus. Gleichzeitig liegt die entnommene Leistung nicht am höchsten. Für SL6 besteht nur eine sehr geringe Positionsabhängigkeit der relativen Systembelastung, während die entnehmbare Leistung klare Unterschiede aufweist. Sie lassen sich auf die beeinflussten Regeneratorbedingungen zurückführen.

Der in Abb. 7.29(d) gezeigte Wirkungsgrad besitzt eine qualitative Ähnlichkeit zur relativen Systembelastung. Ein höher belastetes System ist demnach in der Lage auch einen größeren Wirkungsgrad zu erzielen. Der Verlauf für SL4 zeigt das am deutlichsten. Mit kleinerer Lastposition wächst die Systembelastung an. Die entnommene Leistung kann zunächst gesteigert werden. Gleichzeitig nimmt die in der Rohrschleife übertragene Leistung ab. Während der Wirkungsgrad weiter steigt, überschreitet die entnommene Leistung ein Maximum. Die Beobachtung ist in sehr guter Übereinstimmung mit Abb. 3.11(a) aus der anfänglichen Parameterstudie. Dort erfolgte die Erhöhung der relativen Systembelastung durch eine Verringerung der Lastimpedanz. Nun findet sie über eine Positionsänderung statt. Auf die Unterschiede zwischen experimentellen und simulierten Werten wird später noch im Detail eingegangen.

Für eine umfassende Beurteilung der Leistungsfähigkeit des belasteten Motors ist der verwendete Helmholtz-Resonator nur bedingt geeignet. Die fehlende Einstellbarkeit der Lastimpedanz verhindert eine Änderung der Systembelastung unabhängig der lokalen Druckamplitude. Verschiedene Belastungszustände können nur herbeigeführt werden, wenn das akustische Feld stark schwankt.



**Abbildung 7.29:** Einfluss der Lastposition  $X_{Last}$  im belasteten System ( $p_m = 1$  bar;  $T_{HWW} = 400^\circ\text{C}$ ) für die experimentellen Stutzenlängen SL4, SL5 und SL6 bei fixierter Stutzenposition SP4 auf (a) die akustische Leistung an der Messstelle B  $\dot{E}_B$ , (b) die von der Last entzogene akustische Leistung  $\dot{E}_{Last}$ , (c) das Verhältnis zwischen entzogener und übertragener akustischer Leistung  $\dot{E}_{Last}/\dot{E}_B$ , (d) den Wirkungsgrad zwischen zugeführtem Wärmestrom und entzogener akustischer Leistung  $\eta$ , (e) die Phasenverschiebung  $\varphi$  in der Regeneratormitte und (f) die normalisierte Impedanz  $Z_n$  in der Regeneratormitte

Das Potenzial günstigerer Betriebszustände mit einem Feld geringerer Schwankung kann nicht ausgeschöpft werden. Dies kann zu irreführenden Schlussfolgerungen führen. Eine Messung bei günstigen akustischen Bedingungen, aber geringer Systembelastung würde beispielsweise einen kleineren Wirkungsgrad liefern als die Messung bei einem Punkt hoher relativer Belastung trotz ungünstiger akustischer Bedingungen. Der Wirkungsgrad muss stets im Zusammenhang mit der entnommenen akustischen Leistung gesehen werden, was die Analyse erschwert.



### 7.5.3 Temperaturabhängigkeit der Leistungsfähigkeit

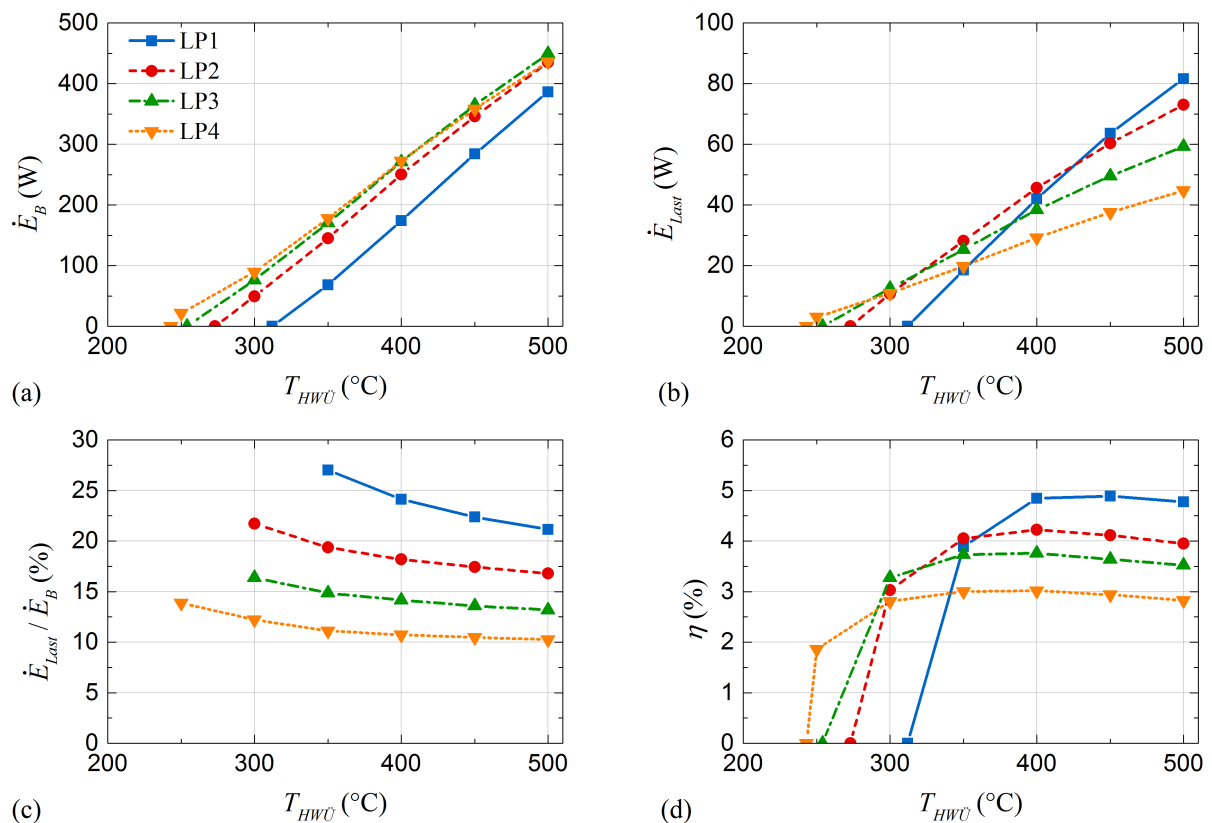
Es konnte gezeigt werden, dass die Veränderung der Anschlussposition des Helmholtz-Resonators eine wesentliche Variation der relativen Systembelastung bewirkt. Für die Stutzenlänge SL4 kann ein breites Belastungsspektrum nachgebildet werden (vgl. Abb. 7.29(c)). Auf dieser Grundlage ist die Erstellung eines Lastkennfeldes in Abhängigkeit der heißseitigen Temperatur möglich. Das Lastkennfeld ist über die entnommene Leistung und den zugehörigen Wirkungsgrad charakterisiert.

Die Abb. 7.30 gibt die experimentellen Betriebszustände des thermoakustischen Motors ( $p_m = 1$  bar; Stutzenkonfigurationen SP4-SL4) in Abhängigkeit der heißseitigen Temperatur  $T_{HWÜ}$  und der mit der Lastposition einhergehenden relativen Belastung wieder. In (a) ist die übertragene akustische Leistung an der Messstelle B dargestellt, in (b) die vom Helmholtz-Resonator entnommene Leistung, in (c) die relative Systembelastung aus dem Verhältnis zwischen entnommener und übertragener Leistung und schließlich in (d) der Wirkungsgrad aus entnommener Leistung zum zugeführten Wärmestrom. Die Messpunkte bei  $T_{HWÜ} = 400^\circ\text{C}$  stimmen mit den Messpunkten für SL4 aus Abb. 7.29 überein.

Die relative Systembelastung in Abb. 7.30(c) kann als Schlüsselgröße für den Verlauf der anderen Werte betrachtet werden. Alleine aus ihrer Darstellung lassen sich bereits einige Rückschlüsse auf das thermoakustische System ziehen. Die ansteigende Systembelastung bei kleineren Temperaturen geht maßgeblich aus der Wirkweise des Helmholtz-Resonators hervor. Mit geringerer Temperatur sinken die übertragene akustische Leistung und somit auch die lokale Druckamplitude am Lasteintritt ab. Nach Abb. 7.5(b) steigt gleichsam der Gütefaktor an. Ein höherer Anteil der übertragenen Leistung wird im Helmholtz-Resonator dissipiert. Die relative Systembelastung steigt. Anhand Abb. 7.27 konnte der nur geringe Einfluss der heißseitigen Temperatur auf die akustischen Regeneratorbedingungen nachgewiesen werden. In guter Näherung stimmen die lastpositionsabhängigen Bedingungen daher mit denen aus den Abbildungen 7.29(e) und (f) überein. Prinzipiell kann der belastungsabhängige Einfluss auf die Messgrößen als höher eingeschätzt werden, als der Einfluss, welcher sich aus Rückkopplung mit den Regeneratorbedingungen ergibt. Die Annahme wird durch den annähernd gleichbleibenden Abstand zwischen den Verläufen unterschiedlicher Lastposition in Abb. 7.30(c) und die Erklärbarkeit über den sich ändernden Gütefaktor unterstützt.

Die an der Messstelle B übertragene akustische Leistung in Abb. 7.30(a) besitzt einen ähnlichen temperaturabhängigen Verlauf wie im unbelasteten System (vgl. Abb. 7.27(a)). Bereits in der Diskussion erwähnt, ist der Leistungsanstieg annähernd um die Differenz der Onset-Temperatur parallel verschoben. Mit höherer relativer Belastung erfolgt der Start der akustischen Schwingung erst bei heißerer Temperatur. Ursache dafür, dass die Verläufe nicht exakt parallel sind und teilweise trotz höherer Belastung zu einer größeren übertragenen Leistung führen, sind die Einflüsse der Regeneratorbedingungen. Als Beispiel sei der Vergleich zwischen dem Verlauf von LP2 und LP4 genannt. Abbildungen 7.29(e) und (f) zeigen, dass sowohl die Phasenverschiebung als auch die normalisierte Impedanz in der Regeneratormitte für LP2 prinzipiell günstiger sind.

Aus den Verläufen der entzogenen Leistung in Abb. 7.30(b) geht hervor, dass der Leistungsanstieg mit höherer Belastung steiler verläuft. Wegen des späteren Onsets beginnt er aber erst bei höherer Temperatur. Derart ergibt sich für jede Temperatur eine relative Belastung, für die die Leistungsentnahme maximal wird. Ähnliches trifft auf den Wirkungsgrad in Abb. 7.30(d) zu. Für jede Belastung scheint es eine temperaturabhängige Anlaufphase zu geben, während der der Wirkungsgrad sprunghaft steigt.



**Abbildung 7.30:** Einfluss der heißseitigen Temperatur  $T_{HWÜ}$  und der Lastpositionen LP1 bis LP4 im belasteten System ( $p_m = 1$  bar; experimentelle Stutzenparameter SP4-SL4) auf (a) die akustische Leistung an der Messstelle B  $\dot{E}_B$ , (b) die von der Last entzogene akustische Leistung  $\dot{E}_{Last}$ , (c) das Verhältnis zwischen entzogener und übertragener akustischer Leistung  $\dot{E}_{Last}/\dot{E}_B$  und (d) den Wirkungsgrad zwischen zugeführtem Wärmestrom und entzogener akustischer Leistung  $\eta$

Anschließend bleibt er nahezu konstant mit leicht fallender Tendenz. Sie steht einerseits im Zusammenhang mit einem Anstieg der Wärmeverluste und andererseits mit dem abfallenden Gütefaktor des Helmholtz-Resonators. Mit höherer relativer Belastung kann ein höherer Wirkungsgrad erreicht werden. Voraussetzung ist ein ausreichendes thermisches bzw. akustisches Potenzial. Wird die Einhüllende der dargestellten Kurvenschar betrachtet, ergeben die Maximalpunkte sowohl für entnommene Leistung als auch für Wirkungsgrad eine annähernd lineare Temperaturabhängigkeit.

Während bei kleiner Temperatur die Maximalleistung bei geringem Wirkungsgrad erzielt wird, ist das bei höheren Temperaturen für einen größeren Wirkungsgrad der Fall. Vor diesem Hintergrund ist das aufgenommene Kennfeld vergleichbar zu dem Kennfeld, welches in Abb. 3.16(a) für den thermoakustischen Motor aus der anfangs durchgeführten Parameterstudie erstellt wurde.

Zum Abschluss der Diskussion soll nochmals hervorgehoben werden, dass die in Abb. 7.30 gezeigten Leistungen und Wirkungsgrade ausschließlich für die Stutzenkonfiguration SP4-SL4 und den verwendeten Helmholtz-Resonator Gültigkeit besitzen. Es ist davon auszugehen, dass experimentell nicht erfasste, günstigere Betriebszustände bei anderen Stutzenparametern und mit unterschiedlicher relativer Belastung sowohl zu größerer Leistungsentnahme als auch höheren Wirkungsgrad führen können.

### 7.5.4 Variation der Halslänge

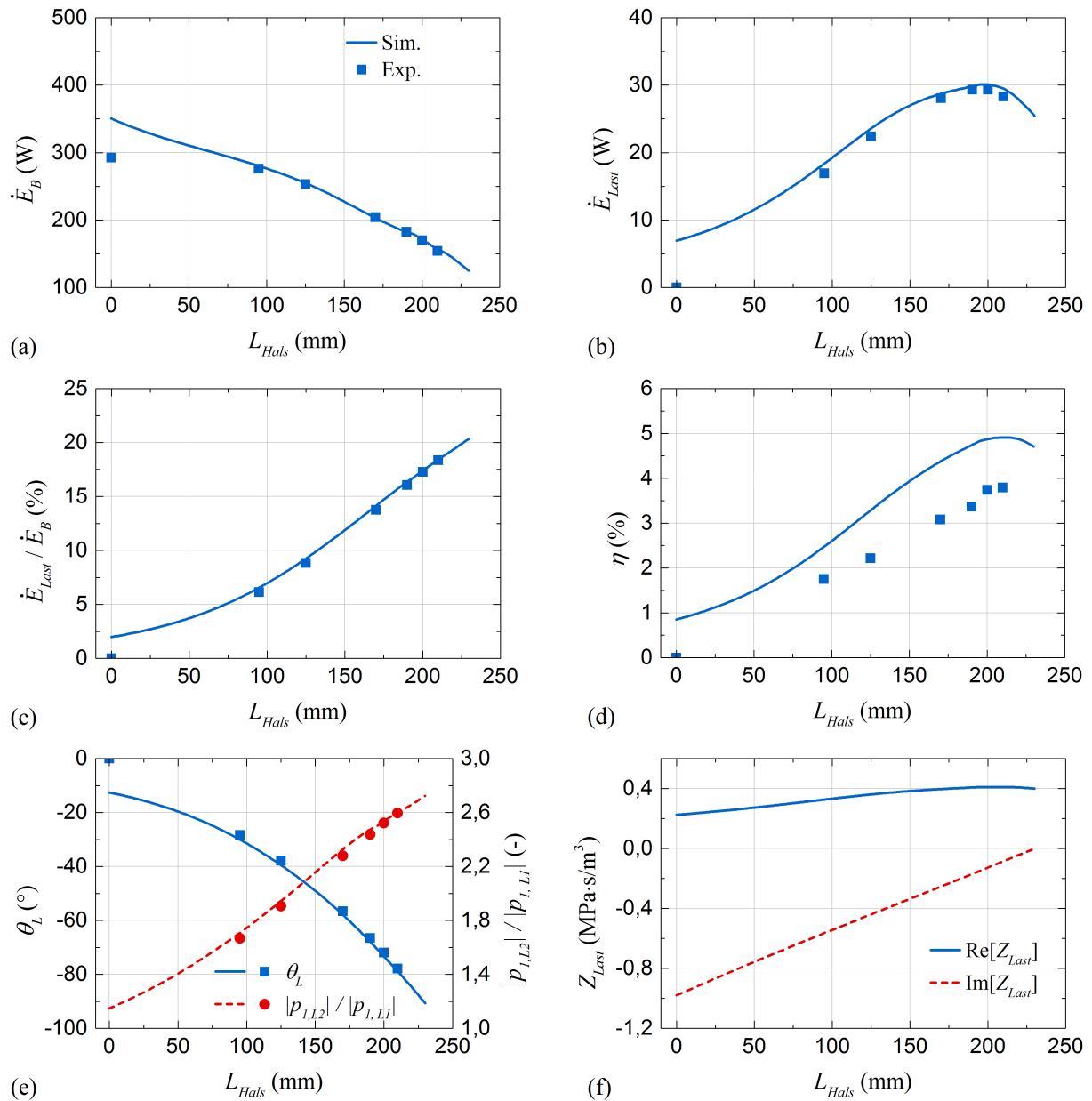
Die relative Lastentnahme des Helmholtz-Resonators lässt sich unabhängig der Position durch eine Änderung seiner akustischen Impedanz einstellen. Neben der Beeinflussung seines Strömungswiderstandes, welche hauptsächlich den Realteil der Impedanz beeinflusst, ist durch die Änderung seiner Halslänge, d.h. seiner Resonanzfrequenz, eine Änderung des Imaginärteils möglich. Die Methode wurde beispielhaft für die Lastposition LP2 ( $p_m = 1 \text{ bar}$ ;  $T_{HWÜ} = 400^\circ\text{C}$ ) bei den experimentellen Stutzenparametern SP3-SL4 durchgeführt. Die Untersuchungsergebnisse sind in Abb. 7.31 dargestellt. Die Halslänge  $L_{Hals}$  bezieht sich auf den geraden Strömungsgang mit einem Innendurchmesser von 14,8 mm ohne Endkorrektur und die Verbindungsstücke zum Hohlraumvolumen des Resonators (vgl. Abb. 7.4). Experimentelle Werte für  $L_{Hals} = 0 \text{ mm}$  geben die Größen im unbelasteten System wieder. Die simulierten Verläufe sind auf Basis der in Anhang E.7 gezeigten Korrekturparameter erstellt.

Wie zuvor in Abb. 7.29, gibt Abb. 7.31(a) die an der Messstellen B übertragene akustische Leistung wieder, (b) die vom Helmholtz-Resonator dissipierte Leistung, (c) die relative Systembelastung als Verhältnis zwischen entnommener und übertragener Leistung und (d) den Wirkungsgrad. Darüber hinaus ist von (e) die Phasenverschiebung der Druckamplituden sowie der Gütefaktor des Helmholtz-Resonators zu entnehmen und schließlich von (f) die Real- und Imaginärteile der Lastimpedanz.

Die Impedanz des Resonator ist bei  $L_{Hals} = 229 \text{ mm}$  komplett realwertig. Folglich stimmt die vom thermoakustischen Motor vorgegebene Erregerfrequenz mit der Resonanzfrequenz des Helmholtz-Resonators überein. Dies lässt sich auch im Verlauf der Phasenverschiebung der Druckamplituden zwischen Halseintritt und Hohlraum zeigen. Sie beträgt  $-90^\circ$ . Theoretisch würde hier auch das Maximum des Gütefaktors liegen. Da jedoch die akustische Leistung, d.h. die lokale Druckamplitude, mit zunehmender Länge stark abfällt, kommt es zu einem überlagernden Effekt (vgl. Abb. 7.5(b)). Die Steigerung des Gütefaktors durch eine geringere Druckamplitude ist größer als die Senkung durch Abweichung von der Erregerfrequenz.

Mit abnehmender Halslänge sinkt der Imaginärteil der Lastimpedanz. Analog steigt die Phasenverschiebung des Drucks in Richtung  $0^\circ$ . Die geänderte Resonanzfrequenz des Helmholtz-Resonators drückt sich im Abfall des Gütefaktors aus. Bei gleicher Druckamplitude am Halseintritt ist die Verstärkung zum Hohlraum gehend viel kleiner. Weniger akustische Leistung tritt in den Helmholtz-Resonator ein und dissipiert. Wie Abb. 7.31(c) zeigt, schlägt sich dies in einer geringeren relativen Systembelastung nieder. Prinzipiell können die gleichen Schlussfolgerungen gezogen werden, wie zuvor bei der Variation der Lastposition am Beispiel der Stutzenlänge SL4. Eine steigende relative Systembelastung geht zunächst mit einer Erhöhung der entnommenen Leistung (Abb. 7.31(b)) und einer Verringerung der übertragenen Leistung (Abb. 7.31(a)) einher. Während sich der Abfall der übertragenen Leistung verstärkt, erreicht die entnommene Leistung ein Maximum. Anschließend fällt auch sie ab. Der Wirkungsgrad in Abb. 7.31(d) lässt sich geringfügig darüber hinaus steigern.

Es konnte nachgewiesen werden, dass sich die Impedanz des Helmholtz-Resonators gezielt durch eine Änderung der Halslänge einstellen lässt. Die Systembelastung kann variiert werden. Das Minimum der Lastimpedanz – somit die höchste Wirksamkeit – wird im Punkt übereinstimmender Erreger- und Resonanzfrequenz erreicht. Darüber hinaus lässt sich die Impedanz nur über eine Geometrieänderung oder verringerte turbulente Strömungsverluste (vgl. Verlustkoeffizienten in Abschnitt 7.1.3) mindern.



**Abbildung 7.31:** Einfluss der Halslänge  $L_{Hals}$  des Helmholtz-Resonators im bei LP2 belasteten System ( $p_m = 1$  bar;  $T_{HWU} = 400^\circ\text{C}$ ;  $L_{SD} = 90$  mm; Stutzenparameter SP3-SL4) auf (a) die akustische Leistung an der Messstelle B  $\dot{E}_B$ , (b) die von der Last entzogene akustische Leistung  $\dot{E}_{Last}$ , (c) das Verhältnis zwischen entzogener und übertragener akustischer Leistung  $\dot{E}_{Last}/\dot{E}_B$ , (d) den Wirkungsgrad zwischen zugeführtem Wärmestrom und entzogener akustischer Leistung  $\eta$ , (e) die Phasenverschiebung des Drucks im Helmholtz-Resonator an der Messstelle L  $\theta_L$  sowie den Gütefaktor des Helmholtz-Resonators  $Q = |p_{I,L2}|/|p_{I,L1}|$  und (f) den Real- und Imaginärteil der Impedanz des Helmholtz-Resonators  $\text{Re}[Z_{Last}]$  und  $\text{Im}[Z_{Last}]$

## 7.6 Thermalmodell und Wärmeverluste

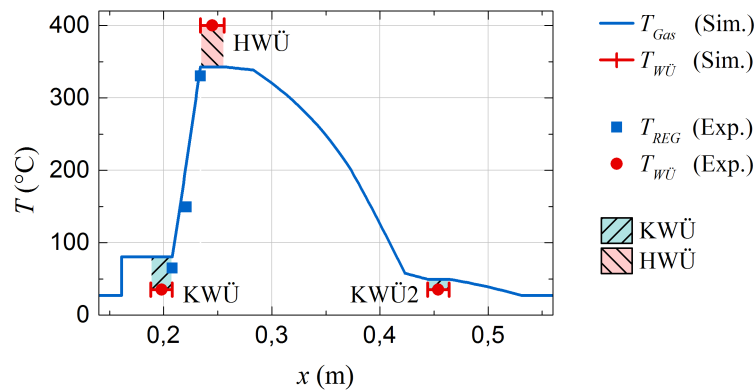
Die vorherigen Abschnitte haben gezeigt, dass das Simulationsmodell mittels der verwendeten Methode für die Korrektur des Umfangs und der Stutzenparameter zwar eine insgesamt gute Abbildung der akustischen Verhältnisse ermöglicht, jedoch im Hinblick auf den Wärmeeintrag erhebliche Schwächen aufweist. Vorhandene Wärmeverluste scheint das Modell nur unzureichend wiederzugeben. Zwar berücksichtigt es Wärmeleitung zwischen dem heiß- und den beiden kaltseitigen Wärmeübertragern, allerdings keine Konvektionsverluste (natürliche und erzwungene). Insbesondere bei hohen Temperaturen könnten auch Verluste durch Wärmestrahlung an Relevanz gewinnen. Im Anschluss soll das Thermalmodell überprüft und die vermuteten thermalen Verlustmechanismen analysiert werden.

### 7.6.1 Thermale Randbedingungen im Modell

Die Abb. 7.32 stellt das modellierte Temperaturprofil am Beispiel des unbelasteten Systems ( $p_m = 1 \text{ bar}$ ;  $T_{HWÜ} = 400^\circ\text{C}$ ) für die experimentellen Stutzenparameter SP3-SL4 dar. Die Temperatur des Arbeitsgases beträgt  $27^\circ\text{C}$ . Sie ist entlang der rückführenden Rohrschleife konstant. Die kaltseitigen Wärmeübertrager besitzen eine fixierte Feststofftemperatur  $T_{KWÜ} = 35^\circ\text{C}$ , der heißseitige von  $T_{HWÜ} = 400^\circ\text{C}$ . Das Temperaturprofil des Gases stellt sich entsprechend der thermoakustischen Randbedingungen ein. Die im Vergleich zu den kaltseitigen Wärmeübertragern geringere Gastemperatur in der Rückführung basiert auf der Annahme, dass eine äußere Kühlung der Rohrwand durch natürliche Konvektion der Umgebungsluft stattfindet. Der Angleich der Gastemperaturen zwischen den beiden kaltseitigen Wärmeübertragern und der Rohrschleife erfolgt in der Simulation ohne Wärmeleitung (stufenförmig auf der linken Seite (KWÜ); über eine Länge von  $0,07 \text{ m}$  auf der rechten Seite (KWÜ2)). Während der Wärmewiderstand zwischen kalt- und heißseitigem Wärmeübertrager unabhängig von  $x$  ist (konstanter Wärmeleitungsquerschnitt) und zu einem linearen Temperaturanstieg führt, ist er in Richtung des sekundären kaltseitigen Wärmeübertragers in Folge der variablen Querschnittsfläche der Rohrwandung veränderlich. Das spiegelt sich im nichtlinearen Temperaturabfall wieder.

Die Temperaturen der Wärmeübertrager sind so gewählt, dass sie den Temperaturmesswerten entsprechen. Da diese jedoch nur lokal im heißesten Bereich (nahe der Heizpatrone im heißseitigen Wärmeübertrager) bzw. im kältesten Bereich (nahe des Kühlkanals im kaltseitigen Wärmeübertrager) die Temperatur erfassen, muss von einer geringer bzw. höherliegenden gemittelten Temperatur ausgegangen werden (vgl. Abbildungen 6.7 und 6.9). Messwerte und Simulation geben die tatsächlichen thermalen Bedingungen nur näherungsweise wieder. Bedingt durch den Wärmeübergang zwischen Feststoff und Kühlwasser ist die kaltseitige Temperatur außerdem von der abzuführenden Wärmemenge abhängig. Der Zusammenhang wird in Abschnitt 7.6.2 dargestellt, ist in der Simulation jedoch nicht berücksichtigt. In der Summe wird die Temperaturdifferenz zwischen kalt- und heißseitigem Wärmeübertrager vom Simulationsmodell in Abhängigkeit des Wärmestroms um bis zu  $30 \text{ K}$  überschätzt.

Beim Vergleich der gemessenen Regeneratortemperaturen mit der Simulation fällt eine deutliche Abweichung auf. Alle drei Temperaturen sind geringer als modelliert, die mittlere Temperatur liegt sogar deutlich niedriger. Als Ursache kommen konvektive Strömungen in Betracht, die das theoretisch lineare Temperaturprofil verzerren. Allen voran die Gedeon-Strömung, welche aber nicht der alleinige Grund sein muss. Spätere Ausführungen werden dies nachweisen.

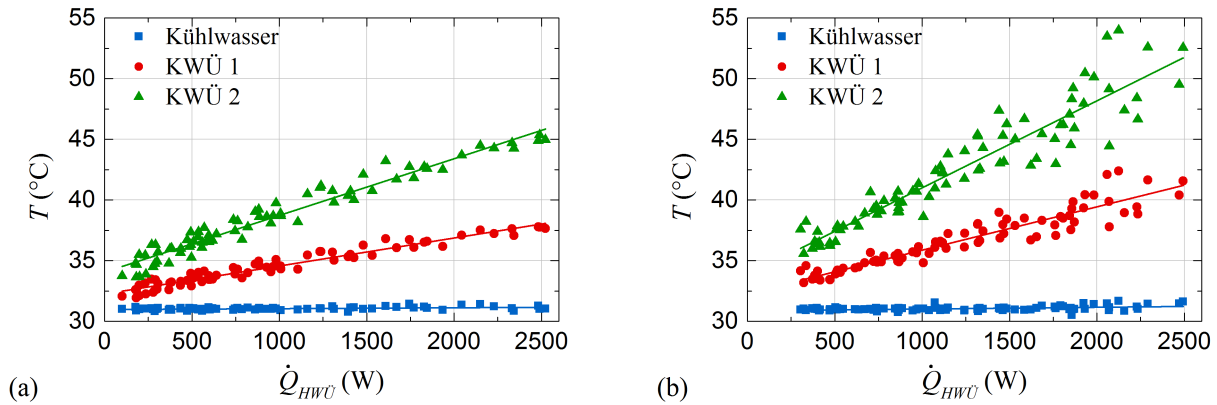


**Abbildung 7.32:** Temperaturprofil im Bereich des Kernabschnitts mit der Wärmequelle im heißseitigen Wärmeübertrager (HWÜ) und den Wärmesenken in den beiden kaltseitigen Wärmeübertragern (KWÜ und KWÜ2) entsprechend des bei den experimentellen Stutzenparametern SP3-SL4 unbelasteten Systems ( $p_m = 1$  bar;  $T_{HWÜ} = 400$  °C)

### 7.6.2 Überprüfung der kaltseitigen Wärmeübertragung

Die Abhängigkeit der Temperatur des kaltseitigen Wärmeübertragers vom zugeführten Wärmestrom  $\dot{Q}_{HWÜ}$  ist in Abb. 7.33 dargestellt. Die Position der Messstellen richtet sich nach der Beschreibung aus Abschnitt 6.2.3.2 sowie Tabelle 6.4. Abbildung 7.33(a) zeigt Messungen bei einem Betriebsdruck von 1 bar, (b) von 20 bar. Datengrundlage bilden erfasste stationäre Zustände bei unterschiedlichen Stutzenparametern, heißseitigen Temperaturen und Systembelastungen. Da keine Erfassung des abgeführten Wärmestroms erfolgte, gilt zu beachten, dass die Messwerte auf den im heißseitigen Wärmeübertrager zugeführten Wärmestrom bezogen sind. Sowohl dieser Umstand, als auch die unterschiedlichen thermoakustischen Bedingungen spiegeln sich in der Messwertstreuung wieder. Dennoch lässt sich ein klarer linearer Zusammenhang extrahieren. Der steilere Temperaturanstieg bei  $p_m = 20$  bar ist ein Indiz dafür, dass ein größerer Anteil von  $\dot{Q}_{HWÜ}$  auch tatsächlich am kaltseitigen Wärmeübertrager abgeführt wird. Höhere Wärmeverluste und ein besserer Wärmeübergang in Folge der höheren Gasdichte könnten mögliche Ursachen sein.

Bei der auf  $31$  °C geregelten Kühlwassertemperatur bildet die Temperaturdifferenz zwischen Kühlwasser und KWÜ 1 annähernd den Wärmeübergang zwischen dem Kühlwasserstrom und der Kühlkanalwandung ab. Bei einem abzuführenden Wärmestrom von  $1500$  W wurde er in Abschnitt 6.2.3.2 analytisch zu  $5,3$  K bestimmt (entspricht einem Wärmeleitwert von  $283$  W/K). Unter Berücksichtigung, dass der zugeführte Wärmestrom nicht mit dem abgeführten übereinstimmt, scheint dieser Wert zumindest für das System bei  $p_m = 1$  bar in Abb. 7.33(a) plausibel (entspricht etwa  $\dot{Q}_{HWÜ} = 1800$  W). Bei  $p_m = 20$  bar in Abb. 7.33(b) wird die Temperaturdifferenz jedoch bereits bei ca.  $\dot{Q}_{HWÜ} = 1200$  W erreicht. Das lässt die Schlussfolgerung zu, dass die analytische Rechnung den Wärmeübergangskoeffizienten überschätzt. Ohne die genaue Messung der abgeführten Wärmemenge ist die exakte Bestimmung des Wärmeübergangs nur überschlagsmäßig möglich. Nach Abb. 7.33(b) und unter der inkorrekten Annahme, dass der zugeführte Wärmestrom dem abgeführten entspricht, beträgt der maximale Wärmeleitwert etwa  $250$  W/K. Eine Halbierung dieses Wertes auf  $125$  W/K liegt vermutlich deutlich näher bei der Wirklichkeit.

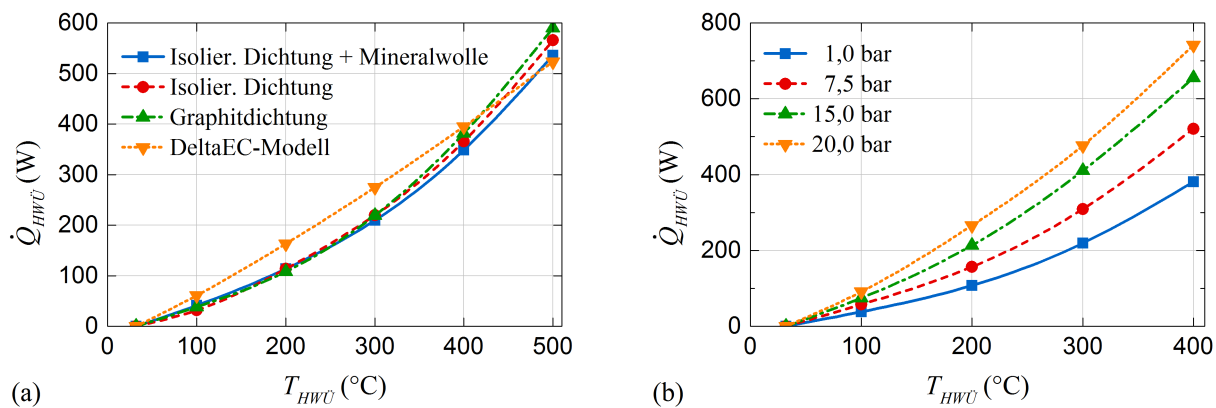


**Abbildung 7.33:** Temperaturmesswerte im kaltseitigen Wärmeübertrager (KWÜ) für das eintretende Kühlwasser sowie die Thermoelemente KWÜ 1 und KWÜ 2 in Abhängigkeit des zugeführten Wärmestroms  $\dot{Q}_{HWÜ}$  bei einem Betriebsdruck von (a)  $p_m = 1$  bar und (b)  $p_m = 20$  bar

Anhand der Thermalsimulation in Abb. 6.9 wurde ersichtlich, dass der kaltseitige Wärmeübertrager bei einem abzuführenden Wärmestrom von 1500 W eine Temperaturdifferenz zwischen KWÜ 1 und KWÜ 2 von etwa 20 K aufweist. Verglichen mit den Messwerten bei  $\dot{Q}_{HWÜ} = 2500$  W liegt diese um das Dreifache höher als bei  $p_m = 1$  bar und noch immer doppelt so hoch wie bei  $p_m = 20$  bar. Im Umkehrschluss ist das ein weiteres Indiz dafür, dass der tatsächlich abgeführte Wärmestrom viel kleiner ist als die simulierten 1500 W. Während sich das Verhältnis zwischen abgeführtem und zugeführtem Wärmestrom in der thermoakustischen Simulation im Mittel bei etwa 0,8 befindet, ist es bei den durchgeführten Experimenten deutlich geringer. Die zugeführte Wärme muss das System auf anderem Weg verlassen. Ein Wärmetransport mittels konvektiver Strömungen in andere Systembereiche ist eine wahrscheinliche Ursache.

### 7.6.3 Wärmeverluste bei unterbundener thermoakustischer Wandlung

Um eine Aufschlüsselung der im Simulationsmodell nicht berücksichtigten Wärmeverluste zu ermöglichen, wird zunächst der notwendige Wärmeeintrag  $\dot{Q}_{HWÜ}$  erfasst, welcher zum Erhalt einer stationären heißseitigen Temperatur  $T_{HWÜ}$  benötigt wird. Durch die Blockade der rückführenden Rohrschleife wird ein Einsetzen der thermoakustischen Schwingung verhindert. Der Wärmeeintrag bildet somit ausschließlich die von der Schallwelle unabhängigen thermischen Verluste ab. Abbildung 7.34(a) zeigt sie für das System bei  $p_m = 1$  bar. Die Messungen sind bei verschiedenen Maßnahmen der thermischen Isolierung wiederholt worden. Ausgehend von einem Aufbau mit isolierenden Flachdichtungen an den Flanschverbindungen (novaMICA THERMEX, vgl. Abschnitt 6.2.1.2) und einer äußerlichen Ummantelung des geweiteten Kernabschnitts mit Mineralwolle ist anschließend die Ummantelung entfernt worden. In einem weiteren Schritt wurden außerdem die isolierenden Flachdichtungen durch herkömmliche Graphitdichtungen ersetzt. Der Abb. 7.34(a) ist zu entnehmen, dass die Wirkung der unterschiedlichen Maßnahmen bis zu einer Temperatur von 300 °C in den Bereich des Messfehlers fällt. Erst danach ergeben sich die zu erwartenden Unterschiede. Die Reduktion der Wärmeverluste fällt danach mit etwa 10 % zwischen dem am besten und am schlechtesten isolierten Aufbau sehr gering aus. Die konstruktive Umsetzung des heißseitigen Wärmeübertragers aus Innenbereich und räumlich getrennten Außenring aus Edelstahl scheint den Wärmeeintrag in die Außenhülle bereits zuverlässig zu reduzieren.



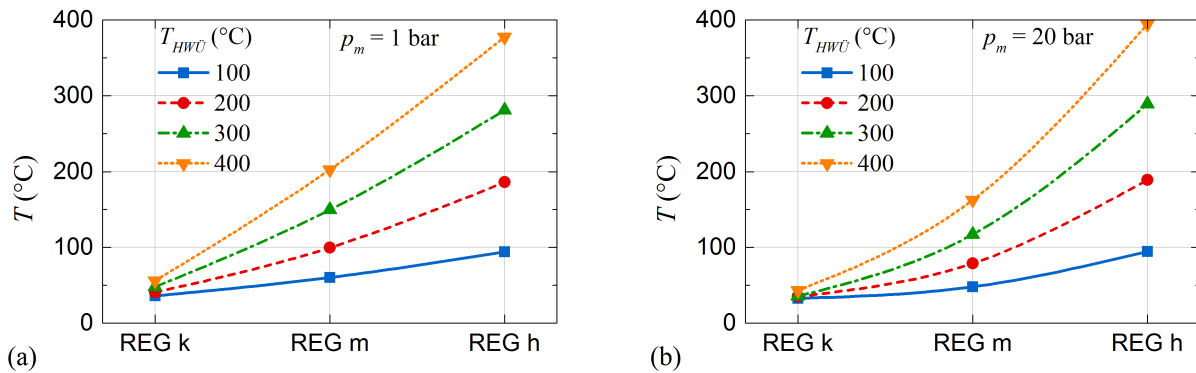
**Abbildung 7.34:** Wärmeverluste bei unterbundener thermoakustischer Wandlung in Abhängigkeit der heißseitigen Temperatur  $T_{HWÜ}$  (a) beim Betriebsdruck  $p_m = 1$  bar mit unterschiedlichen Maßnahmen der Wärmeisolierung im Vergleich zum Simulationsmodell (DeltaEC) und (b) experimentelle Daten für verschiedene Betriebsdrücke

Beim Vergleich der drei experimentellen Verläufe mit dem auf dem Simulationsmodell basierenden Verlauf sind bedeutende Unterschiede festzustellen. Das Modell berücksichtigt nur Wärmeleitung entlang der materiellen Querschnittsflächen des Regenerators und der Wandung zwischen den Wärmeübertragern. Dabei fallen etwa 80% der Verluste in Richtung des kaltseitigen und 20% in Richtung des sekundären kaltseitigen Wärmeübertragers an. Es besteht ein linearer Zusammenhang zwischen dem Wärmestrom und der heißseitigen Temperatur. Die Messwerte weisen indes eine exponentielle Abhängigkeit auf. Andere Mechanismen der Wärmeübertragung überlagern die reine Wärmeleitung.

Der thermische Strahlungsaustausch zwischen den Kupferplatten des heißseitigen und sekundären kaltseitigen Wärmeübertragers spielt eine Rolle, kann jedoch nicht alleine für die Differenz zwischen linearem und exponentiellem Anstieg verantwortlich gemacht werden. Selbst bei Annahme eines maximalen Strahlungsaustauschkoeffizienten wird der beobachtete Wärmeaustausch nicht erreicht. Schwerkraftbedingte, natürliche Konvektionsströmungen des Arbeitsgases innerhalb des geweiteten Kernabschnitts scheinen für einen Großteil des nichtlinearen Anstiegs verantwortlich zu sein. Abbildung 7.34(b) bestätigt diese Vermutung. Sie zeigt die temperaturabhängige Wärmezufuhr für verschiedene Betriebsdrücke. Mit höherem Druck nehmen die Gesamtverluste zu. Die Wärmeübertragung mittels Leitung und Strahlung ist druckunabhängig. Für den Anstieg ist ausschließlich natürliche Konvektion verantwortlich. Bei gleicher Temperatur weist die Wärmestromdifferenz eine lineare Abhängigkeit vom Druck auf. Wegen der höheren Gasdichte nimmt die volumenspezifische Wärmekapazität des Gases zu. Der stoffgebundene Wärmetransport steigt annähernd proportional an. Bei  $T_{HWÜ} = 400$  °C und  $p_m = 20$  bar sind die betriebsunabhängigen Wärmeverluste mit etwa 750 W doppelt so hoch wie bei  $p_m = 1$  bar. Bei kleinerer Temperatur ist der relative Unterschied stärker ausgeprägt.

Da das Simulationsmodell nur lineare Leitungsverluste berücksichtigt, kann es die auftretenden Wärmeströme nur ungenau wiedergeben. Tatsächlich wird die reine Wärmeleitung vom Modell deutlich überschätzt. Der mit 0,3 angenommene Reduktionsfaktor der Wärmeleitung im Regenerator [57] ist zu hoch angesetzt und liegt vermutlich näher bei 0,15. Dies unterstreicht die wirksame thermische Entkopplung zwischen den Wärmeübertragern. Die überschätzte Wärmeleitung führt dazu, dass das Modell die Gesamtverluste bei  $T_{HWÜ} = 400$  °C und  $p_m = 1$  bar gut abbildet (Basis der Stutzenparametervariation aus Abschnitt 7.2). Dahingegen ist der Fehler bei  $T_{HWÜ} = 300$  °C und  $p_m = 20$  bar größer (Basis der Stutzenparametervariation aus Abschnitt 7.3).





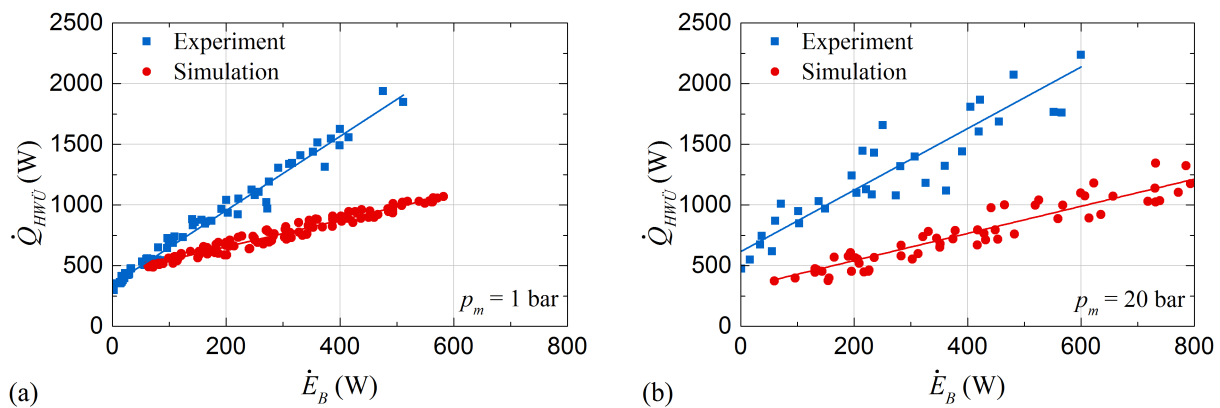
**Abbildung 7.35:** Temperaturprofil entlang des Regenerators bei verschiedenen Temperaturen der Wärmezufuhr  $T_{HWÜ}$  und unterbundener thermoakustischer Wandlung für einen Betriebsdruck von (a)  $p_m = 1$  bar und (b)  $p_m = 20$  bar

Der Einfluss konvektiver Gasströmungen bei unterbundener thermoakustischer Wandlung macht sich auch bei Betrachtung des Temperaturprofils im Regenerator bemerkbar. Abbildung 7.35 zeigt das anhand der Temperaturmessstellen an der kalten Seite (REG k), in der Mitte (REG m) und an der heißen Seite (REG h). Während in Abb. 7.35(a) für  $p_m = 1$  bar ein noch annähernd linearer Verlauf erreicht wird, ist dieser in Abb. 7.35(b) für  $p_m = 20$  bar stark verzerrt.

Natürliche Konvektion kann die Leistungsfähigkeit des thermoakustischen Motors besonders bei hohem Betriebsdruck beeinflussen. Neben den zusätzlichen Wärmeverlusten ist auch eine negative Wirkung auf den thermoakustischen Prozess nicht auszuschließen. Maßnahmen zur Reduktion der natürlichen Konvektion könnten Abhilfe schaffen. Ein insgesamt kleineres Volumen des Kernabschnitts hätte voraussichtlich eine positive Wirkung. Darüber hinaus verspricht eine vertikale Ausrichtung des Kernabschnitts mit dem heißseitigen Wärmeübertrager an oberster Stelle Verbesserungen. Bei unterdrückter Gedeon-Strömung und ausreichender Wärmeisolation der sich erheizenden Rohrabschnitte würde sich die Ausbildung einer natürlich konvektiven Strömung verhindern lassen. Die Implementierung eines sekundären kaltseitigen Wärmeübertragers wäre nicht mehr notwendig.

#### 7.6.4 Betriebsabhängige konvektive Wärmeverluste

Nachdem eine Betrachtung des Wärmeeintrags bei unterbundener thermoakustischer Wandlung erfolgt ist, sollen nun Abhängigkeiten von der übertragenen akustischen Leistung untersucht werden. Zu diesem Zweck findet in der Abbildung 7.36 eine Gegenüberstellung zwischen experimentellen Daten und Simulationen statt – in Abb. 7.36(a) für das in Abschnitt 7.2 analysierte System ( $p_m = 1$  bar;  $T_{HWÜ} = 400^\circ\text{C}$ ) und in Abb. 7.36(b) für die in Abschnitt 7.3 diskutierte Konfiguration ( $p_m = 20$  bar;  $T_{HWÜ} = 300^\circ\text{C}$ ). Jeder Messpunkt entspricht sowohl einer anderen Konfiguration der Stutzenparameter als auch einer unterschiedlichen Systembelastung. Zur übersichtlicheren Darstellbarkeit ist die Datenmenge der Simulationen reduziert worden. Die Streuung der Werte ist Folge der variablen akustischen Bedingungen. Beträgt die akustische Leistung an der Messstelle B nahe 0 W, findet die thermoakustische Wandlung kaum statt. Der zugeführte Wärmestrom entspricht in guter Näherung den in Abb. 7.34 gezeigten thermischen Verlusten bei unterdrückter thermoakustischer Wandlung. Entsprechend fällt der simulierte Wärmestrom in Abb. 7.36 bei  $p_m = 1$  bar etwas höher aus als die Messwerte und bei  $p_m = 20$  bar deutlich niedriger.



**Abbildung 7.36:** Zugeführter Wärmestrom  $\dot{Q}_{HWÜ}$  in Abhängigkeit der akustischen Leistung an der Messstelle B  $\dot{E}_B$  im Vergleich zwischen experimentellen Messwerten und Simulation für die Systeme (a) bei  $p_m = 1$  bar und  $T_{HWÜ} = 400^\circ\text{C}$  und (b) bei  $p_m = 20$  bar und  $T_{HWÜ} = 300^\circ\text{C}$

Von diesem Punkt ausgehend ist mittels der gezeichneten Ausgleichsgeraden für alle Datensätze ein linearer Zusammenhang zwischen übertragener akustischer Leistung und dem Wärmestromeintrag erkennbar. Wird gedanklich ein Versatz der Simulationswerte vorgenommen, so dass die Ausgleichsgeraden von Simulation und Experiment den gleichen Schnittpunkt mit der y-Achse besitzen – die betriebslosen Wärmeverluste entsprechend identisch sind – kann angenommen werden, dass die Differenz beider Verläufe auf schalleistungsabhängigen Konvektionsverlusten beruht. Hierzu zählt insbesondere die in Abschnitt 6.3.1 diskutierte Gedeon-Strömung. Darüber hinaus können thermoakustische Effekte zu weiteren konvektiven Strömungen führen z.B. Rayleigh-Strömung, strahlgetriebene Strömungen oder Strömungen innerhalb des Regenerators. Bei Swift [1] findet eine ausführliche Behandlung der unterschiedlichen Strömungsformen statt.

Die simulierten Verläufe besitzen für beide Betriebsdrücke eine große Ähnlichkeit. Sie unterscheiden sich hauptsächlich in ihrem Offset, welcher auf die unterschiedlichen Temperaturen der Wärmezufuhr zurückzuführen ist. Vergleichbares trifft auch auf die experimentellen Verläufe zu. Dabei scheint das System bei  $p_m = 20$  bar einen etwas flacheren Anstieg zu besitzen, was allerdings auch an der breiteren Streuung der Messwerte liegen kann. Diese Beobachtung überrascht zunächst. Analog zur natürlichen Konvektion wäre eine Abhängigkeit vom Betriebsdruck zu erwarten gewesen. Unter Berücksichtigung von Gleichung (6.6) lässt sich die Unabhängigkeit jedoch erklären.

Insgesamt weisen die erzwungenen Konvektionsverluste eine klare Proportionalität zur übertragenen akustischen Leistung auf. Bezüglich der zugeführten Wärmemenge steigt der relative Modellfehler mit zunehmender Schallleistung an. Die großen Abweichungen zwischen experimentellem und simuliertem Wirkungsgrad aus den Abbildungen 7.13 und 7.22 lassen sich somit auf vom Modell nicht berücksichtigte, schalleistungsabhängige Wärmeverluste zurückführen. Im Umkehrschluss unterstreicht das die enorme Bedeutung von Maßnahmen zur Verringerung schadhafter Strömungen. Diesbezüglich werden im nachfolgenden Abschnitt die Untersuchungsergebnisse zur Minderung der Gedeon-Strömung vorgestellt.

## 7.7 Untersuchungen zur Gedeon-Strömung

In Abschnitt 6.3 sind die Ursachen der Gedeon-Strömung und Maßnahmen für deren Minderung diskutiert worden. Mit Strömungsdioden unterschiedlicher Bauart (einfach und geviertelt) sowie der Verwendung einer Membran stehen hierfür mehrere Möglichkeiten zur Verfügung. Diese wurden experimentell untersucht. Im Anschluss sollen die Messergebnisse analysiert werden. Neben der Wirksamkeitsüberprüfung anhand des Temperaturprofils im Regenerator steht vor allem auch eine Bewertung der akustischen Rückkopplungen im Fokus. Vor- und Nachteile der betrachteten Methoden werden herausgestellt und miteinander verglichen.

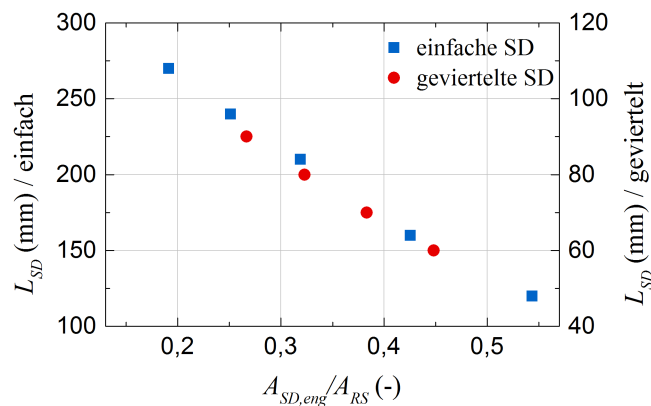
Die Wirksamkeit einer Strömungsdiode wird von dem von ihr verursachten Druckabfall bestimmt. Entspricht er dem des Regenerators, kann die Gedeon-Strömung unterbunden werden. Der Druckabfall ist wiederum von der Schallschnelle am engen Ende der Diode abhängig. Über das Verengungsverhältnis, d.h. dem Verhältnis zwischen engstem Querschnitt der Diode und der Querschnittsfläche des sie umgebenden Rohres, ist eine Einstellung der Schallschnelle möglich. Abbildung 7.37 gibt das Verengungsverhältnis für die verwendeten Strömungsdioden in Abhängigkeit ihrer Länge wieder. Die blauen Quadrate mit linksseitiger Skala zeigen die Geometrien der Strömungsdioden nach einfacher Bauart, die roten Kreise mit rechtsseitiger Skala die nach geviertelter Bauart. Bei gleichem Verengungsverhältnis sind die einfachen Dioden annähernd zweieinhalb Mal so lang wie die geviertelten. Unterschiede beim Einfluss auf das akustische Feld sind zu erwarten.

Anschließend werden zunächst die Untersuchungsergebnisse für die einfache Strömungsdiode diskutiert, nachfolgend die Ergebnisse für die geviertelte Strömungsdiode und zum Schluss die der Experimente mit eingesetzter Membran.

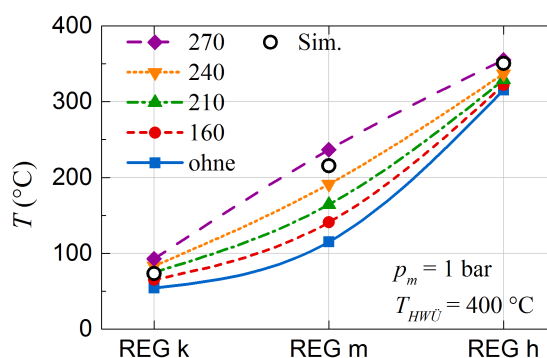
### 7.7.1 Einfache Bauart

Die Betrachtung des Temperaturprofils entlang des Regenerators ist ein zuverlässiger Indikator für die Beurteilung ob Gedeon-Strömung vorliegt oder nicht. Je größer die Abweichung vom idealen linearen Verlauf, desto stärker wirkt die schadhafte Strömung. Wie Abb. 7.35 gezeigt hat, kann es zu überlagernden Effekten mit natürlicher Konvektion oder anderen Strömungstypen kommen. Unter Umständen kann dies zu geringfügigen Fehleinschätzungen führen.

Die Abb. 7.38 stellt das Temperaturprofil für eine Auswahl der untersuchten Strömungsdioden nach einfacher Bauart dar. Zum Vergleich ist außerdem das Profil abgebildet, welches sich ohne den Einsatz strömungsunterdrückender Maßnahmen einstellt. Die Simulationenwerte geben den optimalen Verlauf wieder. Es wird deutlich, dass mit zunehmender Diodenlänge  $L_{SD}$ , d.h. stärkerer Verengung, eine Annäherung an den linearen Verlauf stattfindet. Bei  $L_{SD} = 240\text{mm}$  wird er beinahe erreicht, bei  $L_{SD} = 270\text{mm}$  bereits überschritten. Der Druckabfall über die Diode übersteigt hier den Druckabfall über den Regenerator. Die Strömungsrichtung der umlaufenden Rohrströmung kehrt sich um. Die Wirksamkeit der einfachen Strömungsdiode in Abhängigkeit ihrer Länge / Verengung ist bestätigt. Bei der angewendeten Diodengeometrie und den Versuchsbedingungen im unbelasteten System ( $p_m = 1\text{ bar}$ ;  $T_{HWÜ} = 400^\circ\text{C}$ ) mit den experimentellen Stutzenparametern SP3-SL4 beträgt das optimale Verengungsverhältnis  $A_{SD,eng}/A_{RS} \approx 0,22$ . Es sei bemerkt, dass das Verhältnis von den lokalen akustischen Bedingungen und demzufolge vom Einbauort sowie den Stutzenparametern abhängig ist.



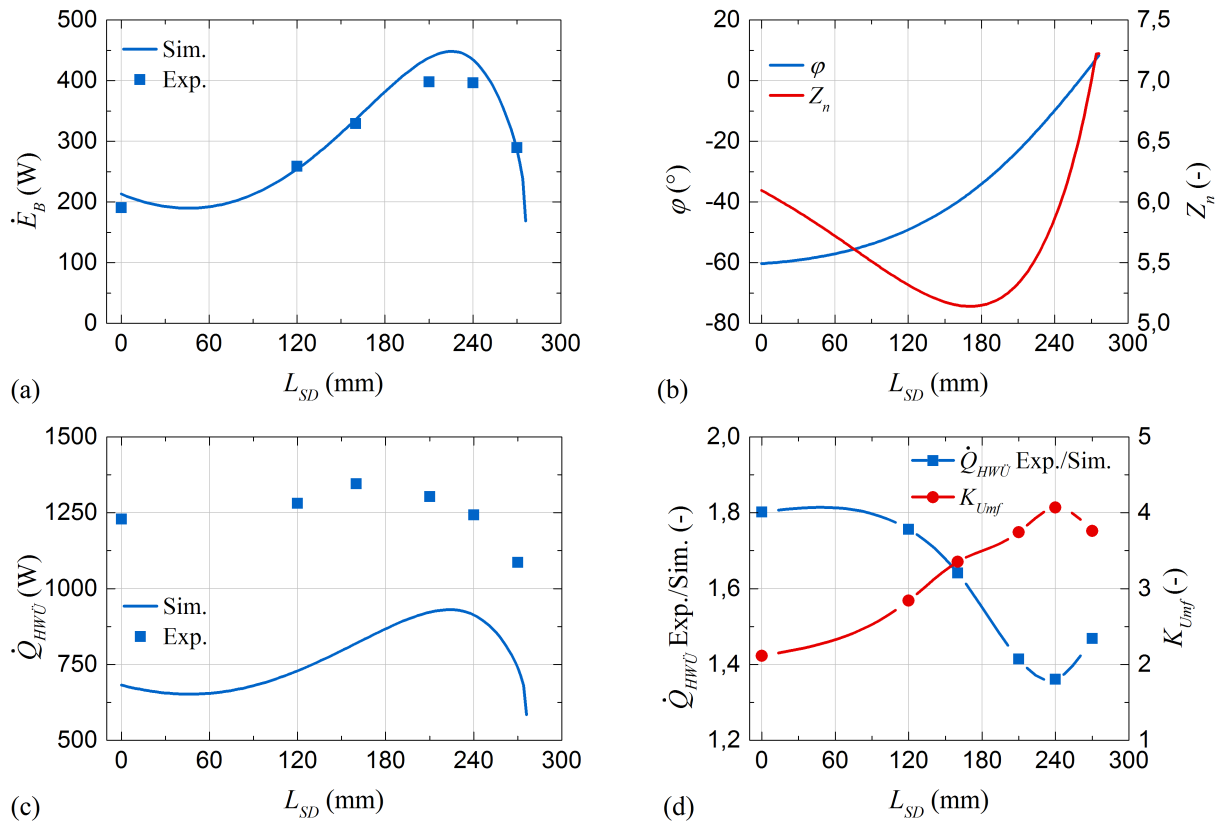
**Abbildung 7.37:** Länge der Strömungsdioden  $L_{SD}$  und erzielbares Verengungsverhältnis zwischen dem engsten Strömungsquerschnitt und der Querschnittsfläche der Rohrschleife  $A_{SD,eng}/A_{RS}$



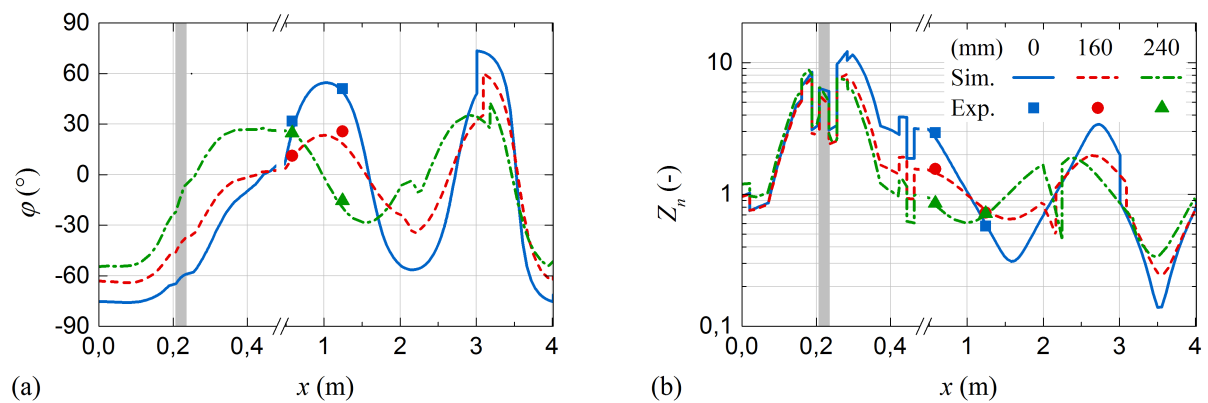
**Abbildung 7.38:** Temperaturprofil entlang des Regenerators beim Einsatz von Strömungsdioden nach einfacher Bauart aufgeschlüsselt nach ihrer Länge  $L_{SD}$  (mm) im unbelasteten System ( $p_m = 1$  bar;  $T_{HWÜ} = 400^\circ\text{C}$ ) bei den experimentellen Stutzenparametern SP3-SL4

Wie Formel (6.13) gezeigt hat, wird durch den Druckabfall über die Diode akustische Leistung dissipiert. Eine in ihrer Wirkung zwar optimale Strömungsdiode (lineares Temperaturprofil) kann durch den zusätzlichen Leistungsabfall einen Großteil ihres positiven Einflusses wieder verlieren. Ein systemweites Optimum ist daher bei noch vorliegender Gedeon-Strömung zu erwarten. Darüber hinaus beeinflussen Länge und Verengung der Diode durch die eingebrachte akustische Trägheit das akustische Feld. Eine umfassende Beurteilung ist nur unter ähnlichen akustischen Bedingungen möglich. Das betrifft insbesondere die Phasenverschiebung und normalisierte Impedanz im Regenerator. Bei fixierten experimentellen Stutzenparametern SP3-SL4 wird die Komplexität anhand der Abb. 7.39 deutlich. Die verwendeten Korrekturparameter sind dem Anhang E.8 zu entnehmen.

Abbildung 7.39(a) zeigt die akustische Leistung an der Messstelle B in Abhängigkeit der Diodenlänge. Der anfängliche Leistungsanstieg könnte auf die wachsende Wirksamkeit der Strömungsdiode zurückgeführt werden. Tatsächlich zeigt aber 7.39(b), dass sich mit zunehmender Länge auch die akustischen Bedingungen in der Regeneratormitte stark ändern. Diese dürften den maßgeblichen Einfluss auf den Leistungsverlauf haben. Die strömungsunterdrückende Wirkung der Diode kann am ehesten im Vergleich des experimentellen mit dem simulierten zugeführten Wärmestrom erfolgen (Abb. 7.39(c)). Das Verhältnis zwischen beiden ist in Abb. 7.39(d) wiedergegeben. Tatsächlich nähern sich mit zunehmender Länge die experimentellen den simulierten Werten an. Beträgt es ohne Diode noch 1,8, sinkt es bei  $L_{SD} = 240$  mm auf unter 1,4 ab.



**Abbildung 7.39:** Einfluss der Länge  $L_{SD}$  der Strömungsdiode nach einfacher Bauart im unbelasteten System ( $p_m = 1$  bar;  $T_{HWU} = 400^\circ\text{C}$ ) bei den experimentellen Stutzenparametern SP3-SL4 auf (a) die akustische Leistung an der Messstelle B  $\dot{E}_B$ , (b) die Phasenverschiebung  $\varphi$  und normalisierte Impedanz  $Z_n$  in der Regeneratormitte, (c) den zugeführten Wärmestrom  $\dot{Q}_{HWU}$  und (d) das Verhältnis zwischen experimentellen und simulierten zugeführten Wärmestrom  $\dot{Q}_{HWU}$  Exp./Sim. sowie die angewendete Umfangskorrektur  $K_{Umf}$ .



**Abbildung 7.40:** Vergleich des akustischen Feldes für verschiedene Längen  $L_{SD}$  der Strömungsdiode nach einfacher Bauart im unbelasteten System ( $p_m = 1$  bar;  $T_{HWU} = 400^\circ\text{C}$ ) bei den experimentellen Stutzenparametern SP3-SL4 bezüglich (a) der Phasenverschiebung  $\varphi$  und (b) der normalisierten Impedanz  $Z_n$ .

Da gleichzeitig die akustische Leistung steigt, sich das Verhältnis nach Abb. 7.36(a) eigentlich erhöhen müsste, ist dies ein starkes Indiz für die tatsächliche Wirksamkeit der Diode. Die ebenfalls in Abb. 7.39(d) dargestellte Umfangskorrektur (für die Simulation verwendet) zeigt indes eine gegenläufige Wirkung. Auch wenn sich hier einige Effekte überlagern (z.B. geht die Inkonsistenz des Wertes

für  $L_{SD} = 270\text{mm}$  eher auf das sich stark ändernde akustische Feld zurück), kann sie dennoch als Indikator für den zunehmenden Leistungsverlust über die Diode verwendet werden.

Abbildung 7.40 gibt den starken Einfluss der Strömungsdiode auf das akustische Feld im Vergleich zum unbeeinflussten Systemaufbau wieder. Dieser macht eine abschließende Beurteilung darüber, welche Diodenlänge auf Systemebene die besten Eigenschaften besitzt, schwierig. Da experimentelle Daten nur für eine Stutzenkonfiguration vorliegen und sich die akustischen Bedingungen stark voneinander unterscheiden, sind die Systeme nur schlecht miteinander vergleichbar. Die Wirkweise der Diode konnte anhand des Temperaturprofils, des Wärmestromverhältnisses (Exp./Sim.) und der modellierten Umfangskorrektur dennoch nachgewiesen werden.

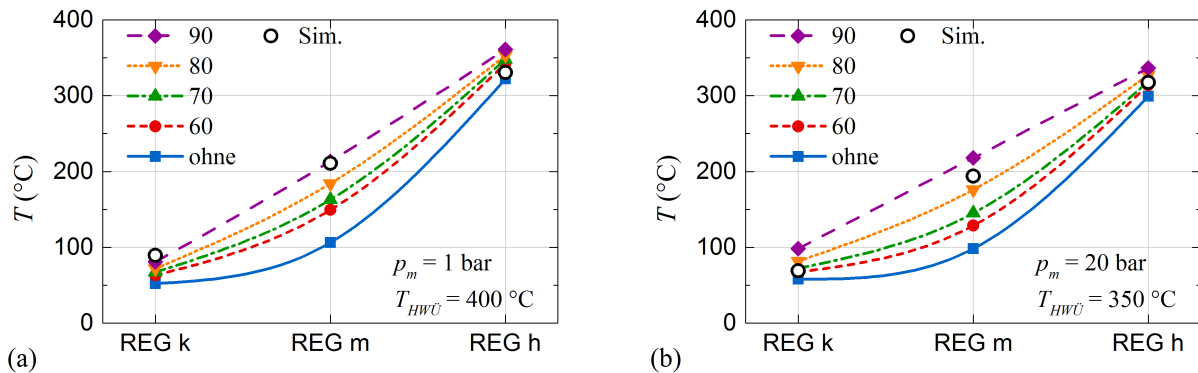
Strömungsdioden nach geviertelter Bauart besitzen eine stark verkürzte Länge bei gleicher Verengung. Mutmaßlich beeinflussen sie das akustische Feld aufgrund ihrer geringeren akustischen Trägheit weit weniger. Mit den anschließend vorgestellten Versuchsergebnissen soll der Nachweis erfolgen.

### 7.7.2 Geviertelte Bauart

Strömungsdioden nach geviertelter Bauart besitzen bei gleicher Verengung einen sehr ähnlichen Einfluss auf das Temperaturprofil im Regenerator wie die nach einfacher Bauart. Abbildung 7.41(a) gibt das eindrucksvoll wieder. Geringe Abweichungen ergeben sich aufgrund der nicht identischen akustischen Bedingung im engsten Querschnitt der Dioden. Diese sind Folge der geringeren Diodenlänge. Bei gleicher Eingangsposition und Verengung wird der engste Querschnitt in der geviertelten Bauweise im geringeren Abstand zum Ursprung erreicht. Außerdem sind die Versuche zwar bei gleichen Stutzenparametern (SP3-SL4) und Prozessbedingungen ( $p_m = 1\text{ bar}$  und  $T_{HWÜ} = 400^\circ\text{C}$ ) durchgeführt worden, allerdings nicht im unbelasteten System, sondern im bei der Lastposition LP2 belasteten. Das optimale Verengungsverhältnis mit linearem Temperaturprofil wird bereits bei einer Diodenlänge von  $L_{SD} = 90\text{mm}$  erreicht und beträgt  $A_{SD,eng}/A_{RS} \approx 0,27$ .

Wie der Abb. 7.41(b) zu entnehmen ist, lassen sich die Ergebnisse in guter Übereinstimmung auch auf andere Prozessbedingungen übertragen ( $p_m = 20\text{bar}$  und  $T_{HWÜ} = 350^\circ\text{C}$ ). Auch hier kann mit  $L_{SD} = 90\text{mm}$  ein annähernd lineares Temperaturprofil erreicht werden. Auffällig ist indes die in Richtung höherer Temperatur gehende Abweichung vom simulierten Idealprofil. Es wird vermutet, dass bereits eine Umkehr der Strömungsrichtung stattgefunden hat. Mit ihr wird konvektiv Wärme vom heißen zum kaltseitigen Wärmeübertrager transportiert. Das Temperaturniveau hebt sich. Dass das Profil dennoch linear wirkt geht wahrscheinlich auf die überlagernde Wirkung mit der natürlichen Konvektion zurück (vgl. Abb. 7.35(b)). Im System bei  $p_m = 20\text{bar}$  könnte die optimale Unterdrückung der Gedeon-Strömung bereits bei  $L_{SD} = 80\text{mm}$  erfolgt sein.

Die Abb. 7.42(a) zeigt die akustische Leistung an der Messstelle B in Abhängigkeit der Diodenlänge für das System bei  $p_m = 1\text{ bar}$ . Absolute Abweichungen im Vergleich zu Abb. 7.39 lassen sich auf die unterschiedliche Systembelastung zurückführen. Im Anhang E.8 sind die für die Simulation verwendeten Korrekturparameter dargestellt. Wie bei der Diskussion der einfachen Strömungsdiode lässt sich aus dem Leistungsverlauf nicht auf die Wirksamkeit der geviertelten Diode schließen. Der Blick auf die akustischen Bedingungen in der Regeneratormitte in Abb. 7.42(b) bestätigt indes die geringere Beeinflussung des akustischen Feldes. Dass sie dennoch einen maßgeblichen Einfluss auf den Leistungsverlauf haben, kann angenommen werden.

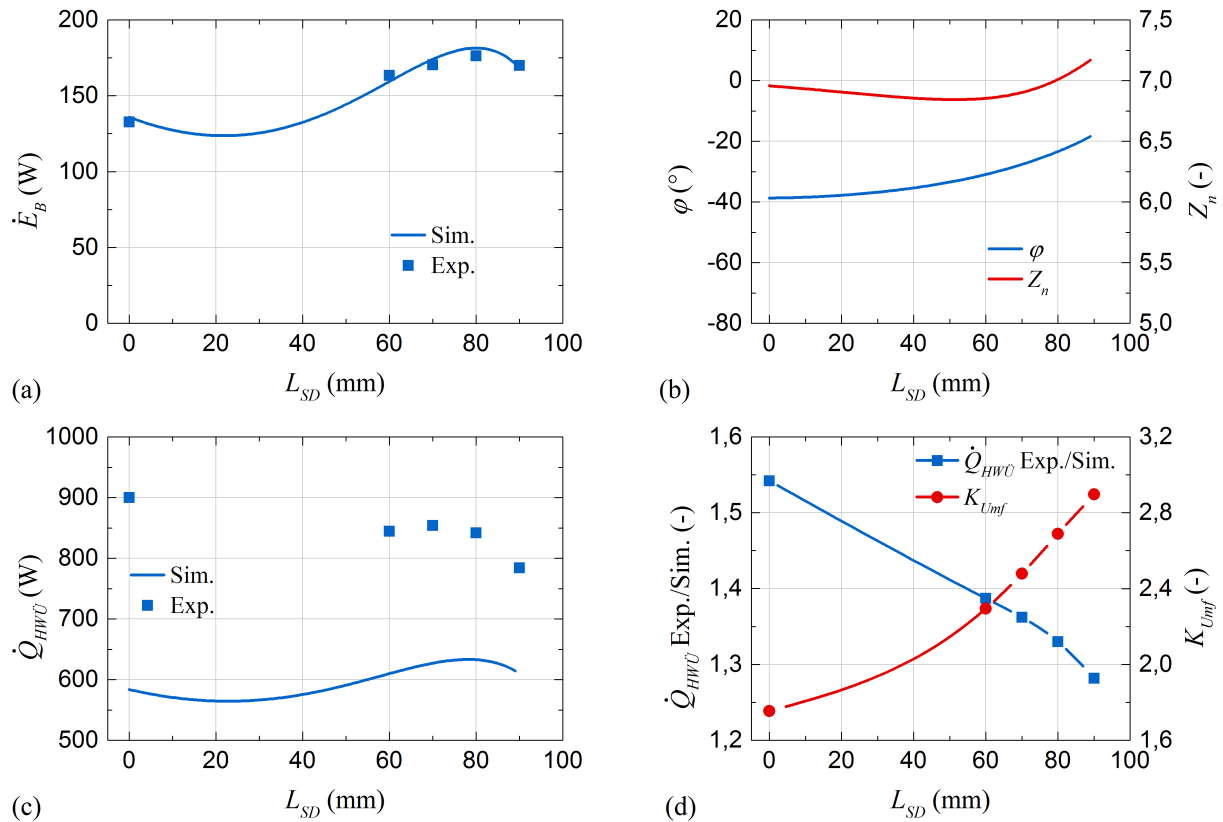


**Abbildung 7.41:** Temperaturprofil entlang des Regenerators beim Einsatz von Strömungsdioden nach geviertelter Bauart aufgeschlüsselt nach ihrer Länge  $L_{SD}$  (mm) im bei der Lastposition LP2 belasteten System für die experimentellen Stützenparametern SP3-SL4 entsprechend der Bedingungen (a)  $p_m = 1$  bar und  $T_{HWÜ} = 400^\circ\text{C}$  und (b)  $p_m = 20$  bar und  $T_{HWÜ} = 350^\circ\text{C}$

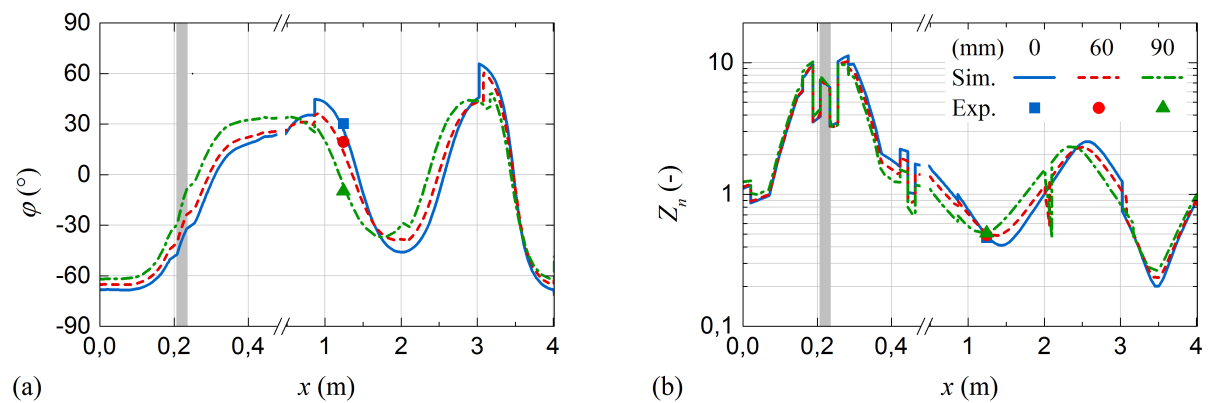
Zur Bewertung der Diodenwirkung ist ein Vergleich zwischen experimentellen und simulierten zugeführten Wärmestrom zweckdienlicher (Abb. 7.42(c)). Aus dem in Abb. 7.42(d) dargestellten Verhältnis beider Größen wird die Wirksamkeit der Strömungsdiode mit zunehmender Länge deutlich. Die Diskrepanz zwischen experimentellen und simulierten Werten verringert sich. Gleichsam steigt die für die Simulation verwendete Umfangskorrektur stark an. Sie steht in Verbindung mit höheren Dissipationsverlusten an der sich verengenden Strömungsdiode. Diese sind vermutlich auch der Grund, weshalb sich die Diodenwirkung nicht in einer akustischen Leistungssteigerung widerspiegelt. Während das lineare Temperaturprofil zu einer günstigeren thermoakustischen Wandlung beiträgt, wird das Mehr an akustischer Leistung von den höheren Diodenverlusten aufgebraucht. Die Verringerung der konvektiven Wärmeverluste führt dennoch dazu, dass der thermoakustische Prozess effizienter abläuft.

Der kleinere Einfluss einer Strömungsdiode nach geviertelter Bauart auf das akustische Feld wird bei Betrachtung von Abb. 7.43 bestätigt. Im Vergleich zu Abb. 7.40 wird deutlich, dass bei ähnlicher Verengung eine viel geringere Änderung des akustischen Feldes entsteht. Die Nähe zum unbeeinflussten thermoakustischen Motor in seinem eigentlichen Auslegungspunkt ist offensichtlich. Aus diesem Grund ist die geviertelte Bauart auch bei den vorherigen Versuchen zur Variation der Stützenparameter zum Einsatz gekommen. Für die Länge  $L_{SD} = 60$  mm wurde sich entschieden, da sie bei minimaler Beeinflussung des akustischen Feldes und relativ geringen Dissipationsverlusten bereits eine deutliche Reduktion der Gedeon-Strömung ermöglicht.

Der sich mit größerer akustischer Leistung verstärkende Einfluss der Gedeon-Strömung lässt sich anhand der Abb. 7.44(a) darstellen. Sie zeigt die Temperatur in der Regeneratormitte in Abhängigkeit der akustischen Leistung an der Messstelle B. Die experimentellen Messpunkte beziehen sich auf das unbelastete System ( $p_m = 1$  bar;  $T_{HWÜ} = 400^\circ\text{C}$ ) bei Verwendung einer Strömungsdiode geviertelter Bauart ( $L_{SD} = 60$  mm). Sie entsprechen dem System aus Abschnitt 7.2.2. Demnach spiegelt jeder Messpunkt eine andere Stützenkonfiguration wieder, welche die Streuung der Messwerte um die eingezeichnete Ausgleichskurve erklärt. Mit zunehmender Leistung weicht die Mitteltemperatur von ihrem simulierten Idealwert bei etwa  $210^\circ\text{C}$  (vgl. Abbildung 7.41(a)) immer stärker ab. Der dargestellte Verlauf widerspricht dem linearen Zusammenhang zwischen akustischer Leistung und Gedeon-Strömung nicht. Die Abflachung der Kurve mit größerer Differenz zur Idealtemperatur wird durch den größer werdenden Temperaturgradienten als „Gegenkraft“ verursacht.

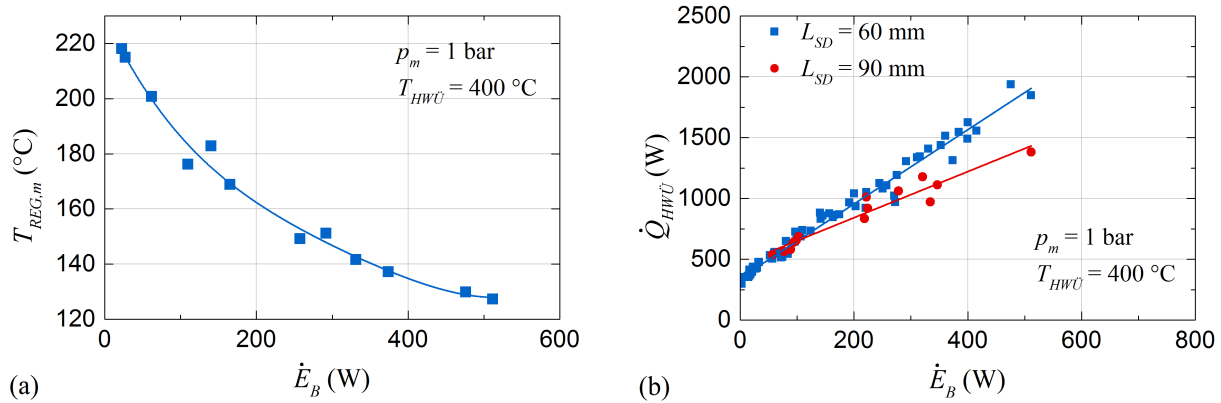


**Abbildung 7.42:** Einfluss der Länge  $L_{SD}$  der Strömungsdiode nach geviertelter Bauart im bei LP2 belasteten System ( $p_m = 1$  bar;  $T_{HWU} = 400^\circ\text{C}$ ) für die experimentellen Stutzenparametern SP3-SL4 auf (a) die akustische Leistung an der Messstelle B  $\dot{E}_B$ , (b) die Phasenverschiebung  $\varphi$  und normalisierte Impedanz  $Z_n$  in der Regeneratormitte, (c) den zugeführten Wärmestrom  $\dot{Q}_{HWU}$  und (d) das Verhältnis zwischen experimentellen und simulierten zugeführten Wärmestrom  $\dot{Q}_{HWU}$  Exp./Sim. sowie die angewandte Umfangskorrektur  $K_{Umf}$ .



**Abbildung 7.43:** Vergleich des akustischen Feldes für verschiedene Längen  $L_{SD}$  der Strömungsdiode nach geviertelter Bauart im bei LP2 belasteten System ( $p_m = 1$  bar;  $T_{HWU} = 400^\circ\text{C}$ ) für die experimentellen Stutzenparametern SP3-SL4 bezüglich (a) der Phasenverschiebung  $\varphi$  und (b) der normalisierten Impedanz  $Z_n$ .





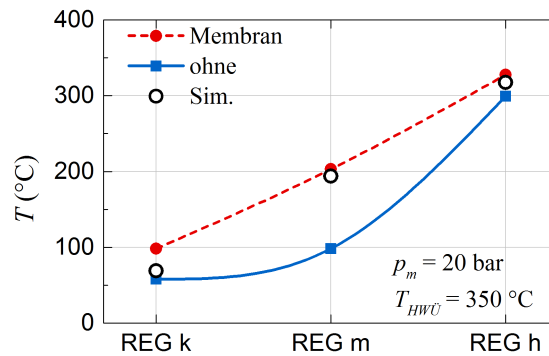
**Abbildung 7.44:** Einfluss der akustischen Leistung an der Messstelle B  $\dot{E}_B$  ( $p_m = 1$  bar;  $T_{HWU} = 400$  °C) unter Verwendung einer Strömungsdiode geviertelter Bauart ( $L_{SD} = 60$  mm) auf (a) die Temperatur in der Regeneratormitte  $T_{REG,m}$  im unbelasteten System und (b) auf den zugeführten Wärmestrom  $\dot{Q}_{HWU}$  im Vergleich zur Verwendung der wirksamsten Strömungsdiodenlänge ( $L_{SD} = 90$  mm)

Abbildung 7.44(b) zeigt die zugeführte Wärmemenge in Abhängigkeit der akustischen Leistung an der Messstelle B. Die Messpunkte für die Diodenlänge  $L_{SD} = 60$  mm entsprechen denen aus Abb. 7.36(a). Demgegenüber stehen Messungen mit der Länge  $L_{SD} = 90$  mm, welche die Gedeon-Strömung fast komplett unterdrückt. Der Datensatz für die letztgenannte Konfiguration ist kleiner. Dennoch lässt sich ein klarer Trend erkennen. Mit unterdrückter Gedeon-Strömung kann der zuzuführende Wärmestrom bei hohen akustischen Leistungen stark reduziert werden. Der lineare Zusammenhang zwischen akustischer Leistung und den durch die Gedeon-Strömung verursachten Wärmeverlusten ist erkennbar.

Aus dem Vergleich zum simulierten Verlauf aus Abb. 7.36(a) geht in etwa eine Halbierung der Diskrepanz zwischen Simulation und Experiment hervor. Im Umkehrschluss bedeutet dies, dass die Gedeon-Strömung nur für einen Teil der beobachteten Abweichung verantwortlich gemacht werden kann. Die zuvor erwähnten anderen Formen konvektiver Strömungen (z.B. Rayleigh-Strömung, strahlgetriebene Strömungen oder Strömungen innerhalb des Regenerators) scheinen einen ebenso großen Anteil an den zusätzlichen thermischen Verlusten zu besitzen. Voraussetzung der Schlussfolgerung ist indes, dass das Simulationsmodell die linear auftretenden Effekte korrekt abbildet.

### 7.7.3 Membran

Im Gegensatz zu Strömungsdioden sind mit dem Einsatz einer Membran zur Unterdrückung der Gedeon-Strömung einige Vorteile verbunden. Unabhängig der lokalen akustischen Bedingungen ist sie durch die Blockade des Strömungsweges stets in der Lage, die umlaufende Strömung komplett zu eliminieren. Eine Justierung des Verengungsverhältnisses zur Anpassung des Druckabfalls an variable Bedingungen entfällt. Bei ausreichender Flexibilität der Membran ist darüber hinaus von einem geringeren akustischen Leistungsverlust auszugehen. Nachteilig wirkt sich hingegen die Versagensanfälligkeit aus. In Abschnitt 6.3.2 wurde diese diskutiert und Lösungsansätze für das Problem wurden aufgezeigt. Nachdem ein zuverlässiger Betrieb unter dem Betriebsdruck  $p_m = 1$  bar nicht möglich war, sollen im Anschluss die Versuchsergebnisse für den Einsatz einer Membran beim Betriebsdruck  $p_m = 20$  bar im belasteten System (Lastposition LP2) wiedergegeben werden. Die Wirkung auf die konvektiven Wärmeverluste wird ebenso untersucht, wie die Beeinflussung des akustischen Feldes.

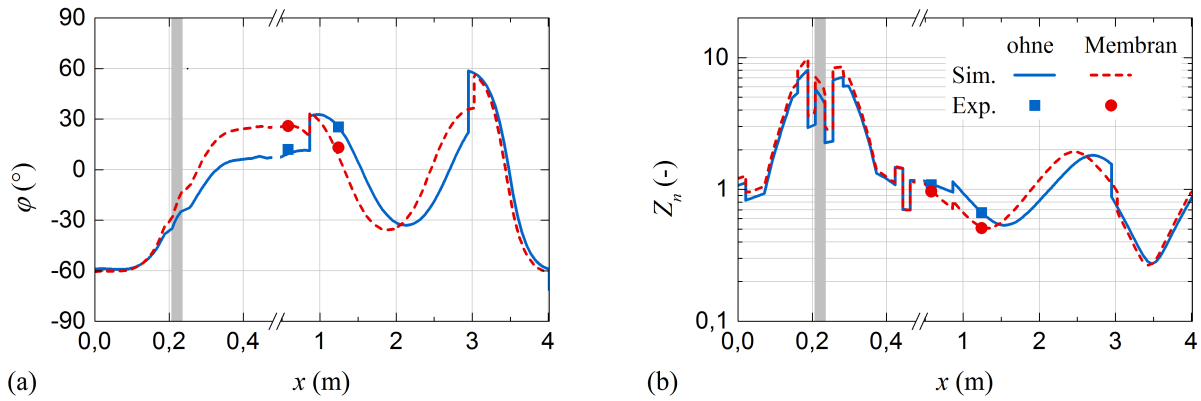


**Abbildung 7.45:** Temperaturprofil entlang des Regenerators beim Einsatz einer Membran im bei der Lastposition LP2 belasteten System ( $p_m = 20 \text{ bar}$  und  $T_{HWU} = 350^\circ\text{C}$ ) für die experimentellen Stutzenparameter SP3-SL4

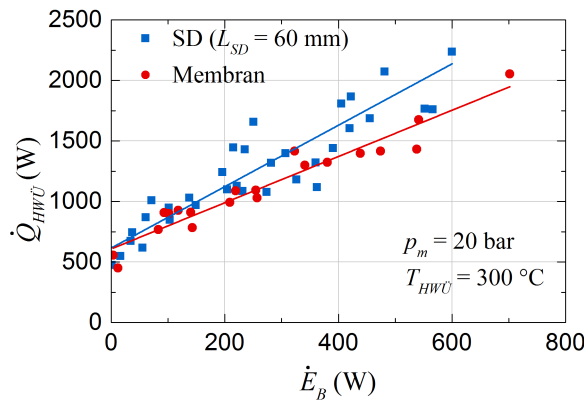
Die Abb. 7.45 zeigt das Temperaturprofil entlang des Regenerators für die gleichen Betriebsbedingungen wie Abb. 7.41(b). Mit eingesetzter Membran weist die Temperatur einen nahezu linearen Verlauf auf, ähnlich wie bei der Simulation. Verglichen mit dem System ohne Membran ist das Ergebnis beinahe optimal. Bei genauer Betrachtung weicht der Verlauf vom Ideal etwas ab. Da die Gedeon-Strömung unterbunden ist, kommt als Ursache primär die Wirkung der natürlichen Konvektion in Betracht. Andere konvektive Strömungen können nicht ausgeschlossen werden.

Die hohe Flexibilität der Membran lässt erwarten, dass ihr störender Einfluss auf das akustische Feld marginal ausfällt. Wie Abb. 7.46 zeigt, ist dem nicht so. Bei den gleichen experimentellen Stutzenparametern SP3-SL4 weichen beide Felder relativ stark voneinander ab. Da die akustische Impedanz der Membran nicht modelliert wurde, überträgt sich die Abweichung auch auf die angewendeten Korrekturen für Umfang und Stutzenparameter. Es ist zu vermuten, dass die Membran nicht nur einen akustischen Widerstand aufweist, sondern darüber hinaus eine komplexwertige Impedanz besitzt. Die Wirkung wird durch in der Simulation angepasste Stutzenparameter nachgebildet. Eine korrekte Modellierung des akustischen Feldes wäre erst nach experimenteller Bestimmung der Membranimpedanz möglich.

Unabhängig davon kann der reduzierende Einfluss der Membran auf die konvektiven Wärmeverluste anhand Abb. 7.47 gezeigt werden. Die Abhängigkeit zwischen zugeführtem Wärmestrom und übertragener akustischer Leistung ist abgebildet. Beim Einsatz der Membran besitzt die durch die Messwerte gelegte Ausgleichsgerade einen geringeren Anstieg als im Vergleichssystem mit einer Strömungsdiode der Länge  $L_{SD} = 60 \text{ mm}$  (Messwerte entsprechen denen aus Abb. 7.36(b)). Erneut zeigt sich, dass die Gedeon-Strömung nur für einen Teil der angenommenen konvektiven Wärmeverluste verantwortlich sein kann. Tatsächlich ist die Wirkung sehr ähnlich zu einer optimal abgestimmten Strömungsdiode (vgl. Abb. 7.44(b)). Folglich können sowohl mit Membran als auch mit Strömungsdiode vergleichbare Ergebnisse bezüglich der Eindämmung der Gedeon-Strömung erzielt werden. Die Rückkopplungen auf das akustische Feld und die induzierten akustischen Verluste sind jedoch unterschiedlich. Während eine Membran flexibel einsetzbar ist und die Gedeon-Strömung stets verhindert, liegt der Vorteil einer Strömungsdiode besonders in ihrer Robustheit.



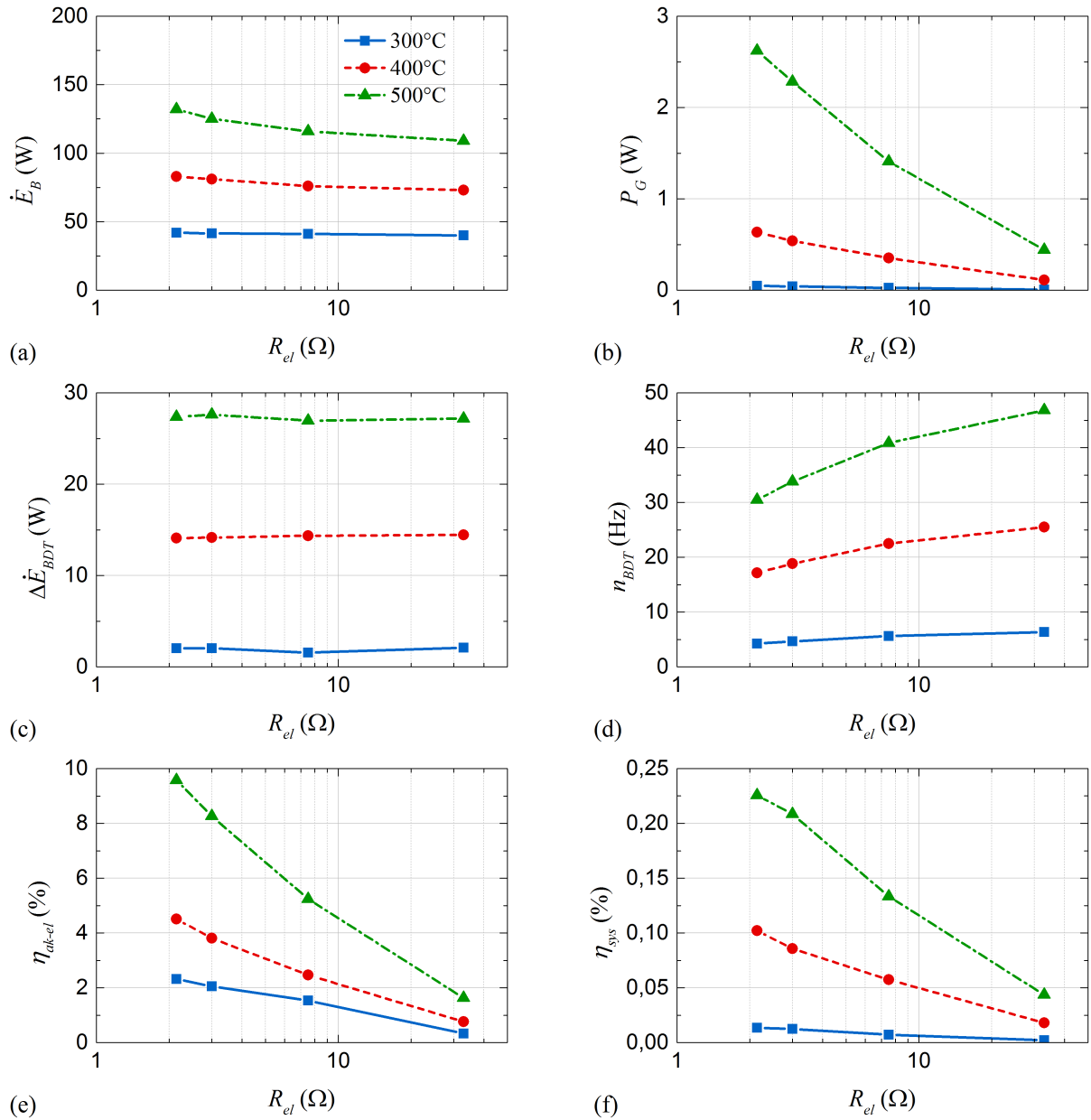
**Abbildung 7.46:** Vergleich des akustischen Feldes für eine Konfiguration ohne und mit Membran im bei LP2 belasteten System ( $p_m = 20$  bar;  $T_{HWÜ} = 350^\circ\text{C}$ ) bei den experimentellen Stutzenparametern SP3-SL4 bezüglich (a) der Phasenverschiebung  $\varphi$  und (b) der normalisierten Impedanz  $Z_n$



**Abbildung 7.47:** Zugeführter Wärmestrom  $\dot{Q}_{HWÜ}$  in Abhängigkeit der akustischen Leistung an der Messstelle B  $\dot{E}_B$  im bei LP2 belasteten System ( $p_m = 20$  bar;  $T_{HWÜ} = 300^\circ\text{C}$ ) im Vergleich des Einsatzes einer Strömungsdiode (SD) nach geviertelter Bauart ( $L_{SD} = 60$  mm) und einer Membran

## 7.8 Bidirektionale Turbine

Zum Abschluss der Versuchsauswertung sollen im Folgenden die Ergebnisse für die Untersuchungen mit der bidirektionalen Turbine vorgestellt werden. Die verwendete Turbine-Generator-Einheit entspricht den Ausführungen aus Abschnitt 6.5.2. Sie wurde in den thermoakustischen Motor an einer Position integriert, welche näherungsweise der Lastposition LP4 entspricht. Ein Betrieb als Teil des thermoakustischen Systems erfolgte mit Argon bei einem Druck von  $p_m = 1$  bar. Die experimentellen Stutzenparameter SP3-SL5 kamen zur Anwendung. Abweichend zum experimentellen Aufbau vorhergehender Abschnitte wurde zur Unterdrückung der Gedeon-Strömung eine Strömungsdiode einfacher Bauart ( $L_{SD} = 240$  mm) verwendet. Die Abb. 7.48 zeigt die Untersuchungsergebnisse in Abhängigkeit des elektrischen Widerstandes der Lastbank. Insgesamt wurde eine Belastung mit vier verschiedenen Lastwiderständen ( $R_{el} = 2,14 / 3 / 7,5 / 33 \Omega$ ) untersucht (vgl. Tabelle 6.6) und für drei konstant gehaltene Temperaturen der Wärmezufuhr wiederholt ( $T_{HWÜ} = 300 / 400 / 500^\circ\text{C}$ ). Für die rudimentäre Analyse der bidirektionalen Turbine ist die thermoakustische Güte zweitrangig. Sie ist unabhängig von der akustisch-elektrischen Wandlung in der Turbine-Generator-Einheit zu behandeln.



**Abbildung 7.48:** Einfluss des Lastwiderstandes  $R_{el}$  im mit der bidirektionalen Turbine belasteten System ( $p_m = 20\text{bar}$ ;  $L_{SD} = 240\text{mm}$ ; Stutzenkonfiguration SP4-SL5) für verschiedene Temperaturen der Wärmezufuhr  $T_{HWÜ}$  auf (a) die akustische Leistung an der Messstelle B  $\dot{E}_B$ , (b) die elektrische Generatorleistung  $P_G$ , (c) den akustischen Leistungsabfall über die bidirektionale Turbine  $\Delta \dot{E}_{BDT}$ , (d) die Drehzahl der bidirektionalen Turbine  $n_{BDT}$ , (e) den Wirkungsgrad der Turbine-Generator-Einheit  $\eta_{ak-el} = P_G / \Delta \dot{E}_{BDT}$  und (f) den Systemwirkungsgrad  $\eta_{sys} = P_G / \Delta \dot{Q}_{HWÜ}$

Abbildung 7.48(a) stellt die an der Messstelle B übertragene akustische Leistung dar. Sie ist maßgeblich vom Temperaturniveau abhängig, besitzt aber eine mit geringerem Lastwiderstand steigende Tendenz. Ursache dieses Verhaltens könnte entweder ein kleinerer akustischer Leistungsabfall entlang der Turbine sein oder eine Verbesserung der akustischen Bedingungen im Regenerator. Wie Abb. 7.48(c) zeigt, bleibt der Leistungsabfall entlang der Turbine für ein Temperaturniveau nahezu konstant. Er wurde anhand der Messwerte nach Gleichung (6.39) zu  $\Delta \dot{E}_{BDT} = \dot{E}_A - 1,035 \dot{E}_B$  geschätzt. Folglich müssen die geänderten Betriebsbedingungen der Turbine zu Rückkopplungen mit dem akustischen Feld führen.

Akustisch gesehen besitzt die bidirektionale Turbine durch die Verengung des Strömungsquerschnittes ein träges Verhalten. Hinzu kommt ein Widerstand, welcher sich aus der Wandlung zwischen akustischer zu mechanischer Rotationsleistung ergibt. Er geht mit einem Druckabfall einher (vgl. Abschnitt 6.5.1). Darüber hinaus ist zu erwarten, dass das akustische Verhalten deutliche Abhängigkeiten von der Turbinendrehzahl und somit sowohl vom Strömungsdurchgang als auch vom mechanischen Reibungswiderstand besitzt.

Die Turbinendrehzahl ist in Abb. 7.48(d) gezeigt. Sie steigt mit einem größeren akustischen Leistungsdurchgang stark an. Ein geringerer Lastwiderstand führt zu einer höheren elektrischen Generatorleistung (Abb. 7.48(b)) und folglich zu einem Abfall der Drehzahl. Interessanterweise macht sich die größere generierte Leistung nicht in einer Verstärkung des akustischen Leistungsabfalls in Abb. 7.48(a) bemerkbar. Tatsächlich sinkt die relative Systembelastung  $\Delta \dot{E}_{BDT} / \dot{E}_B$  sogar. Dies lässt sich als Anstieg der akustischen Turbinenimpedanz verstehen. Ein kleinerer Lastwiderstand würde eigentlich eine Verringerung der akustischen Impedanz nach sich ziehen. Jedoch wird vermutet, dass die gleichzeitige Minderung der Turbinendrehzahl auch die mechanischen Reibungsverluste verkleinert. Der Effekt scheint der stärkeren elektrischen Lastentnahme entgegen zu wirken. Insgesamt erhöht sich die akustische Impedanz der Turbine.

Während die Turbinenimpedanz für die Rückkopplungen mit dem thermoakustischen System sehr bedeutsam ist, spielt sie bei der Betrachtung des akustisch-elektrischen Wirkungsgrades der Turbine-Generator-Einheit in Abb. 7.48(e) eine untergeordnete Rolle. Die Generatorleistung steigt nach Gleichung (6.45) reziprok mit dem Lastwiderstand und quadratisch mit der elektrischen Spannung an, welche wiederum annähernd linear mit der Turbinendrehzahl verbunden ist. Folglich ist eine große Turbinendrehzahl Voraussetzung für eine hohe elektrische Leistung. Der quadratische Zusammenhang lässt sich gut im Vergleich der Abbildungen 7.48(b) und (d) nachvollziehen. Bei hohem Lastwiderstand wird die Turbinendrehzahl durch mechanische Reibungsverluste begrenzt, erkennbar am flachen Auslauf in Abb. 7.48(d). Hieraus geht die Bedeutung der die Turbine querenden akustischen Leistung hervor. Sie und die von ihr abhängige Schallschnelle müssen ein Mindestmaß erreichen, damit die mechanische Reibung überwunden und hohe Drehzahlen erzielt werden können.

Im verwendeten Versuchsaufbau wird weder das elektrische Leistungsmaximum noch das Maximum des akustisch-elektrischen Wirkungsgrades erreicht. Die vom thermoakustischen Motor bereitgestellte akustische Leistung ist zu gering, um eine ausreichend hohe Turbinendrehzahl zu erreichen. Darüber hinaus wäre bei Verwendung kleinerer elektrischer Lastwiderstände eine Steigerung beider Größen zu erwarten. Theoretisch stellt sich der maximale Turbinenwirkungsgrad bei dem Strömungskoeffizienten  $C_F = 1$  ein. Nach Gleichung (6.29) ergibt er sich aus dem Verhältnis zwischen der Umfangsgeschwindigkeit des Rotors und der axialen Strömungsgeschwindigkeit.

Die Umfangsgeschwindigkeit des Rotors  $u_R$  bildet sich in Abhängigkeit vom mittleren Schaufeldurchmesser  $d_{R,m}$  und der Turbinendrehzahl  $n_{BDT}$  zu:

$$u_R = \pi \cdot d_{R,m} \cdot n_{BDT} . \quad (7.1)$$

Über die axiale Strömungsgeschwindigkeit  $u$  im engsten Querschnitt der bidirektionalen Turbine liegt keine genaue Kenntnis vor. Sie soll geschätzt werden. Hierfür sind einige vereinfachende Annahmen erforderlich. Die durchschnittlich die Turbine querende akustische Leistung  $\dot{E}_{BDT}$  ergibt sich aus dem Mittelwert der Leistungen an den Messstellen A und B,  $\dot{E}_A$  und  $\dot{E}_B$  zu:

$$\dot{E}_{BDT} = \frac{\dot{E}_A + \dot{E}_B}{2}. \quad (7.2)$$

Außerdem wird davon ausgegangen, dass im freien Rohrquerschnitt eine ideale akustische Wanderwelle mit einer normalisierten Impedanz von  $Z_n = 1$  und einer Phasenverschiebung von  $\varphi = 0^\circ$  vorliegt. Mit der erstgenannten Bedingung (vgl. Gleichungen (2.24)) und dem Gleichsetzen der Formeln (2.12) und (2.23) folgt, dass die akustische Impedanz  $Z$  gleich der charakteristischen Impedanz  $Z_c$  sein muss:

$$Z = Z_c = \frac{|p_1|}{|U_1|} = \frac{\rho_m c}{A} \quad (7.3)$$

mit der Druckamplitude  $|p_1|$ , der Volumenstromamplitude  $|U_1|$ , der mittleren Gasdichte  $\rho_m$ , der Schallgeschwindigkeit  $c$  und der Querschnittsfläche des Rohres  $A$ . Aus den Versuchsbedingungen ergibt sich die charakteristische Impedanz zu  $Z_c = 96,64 \text{ MPa}\cdot\text{s}/\text{m}^3$ .

Darüber hinaus kann Gleichung (2.33) mit der Bedingung  $\varphi = 0^\circ$  vereinfacht werden. Die akustische Leistung  $\dot{E}_{BDT}$  entspricht dann:

$$\dot{E}_{BDT} = \frac{1}{2} |p_1| |U_1|. \quad (7.4)$$

Durch Umstellen der Gleichungen (7.3) und (7.4) nach  $|p_1|$  und anschließendem Gleichsetzen ergibt sich die Volumenstromamplitude in Abhängigkeit von  $\dot{E}_{BDT}$  und  $Z_c$ :

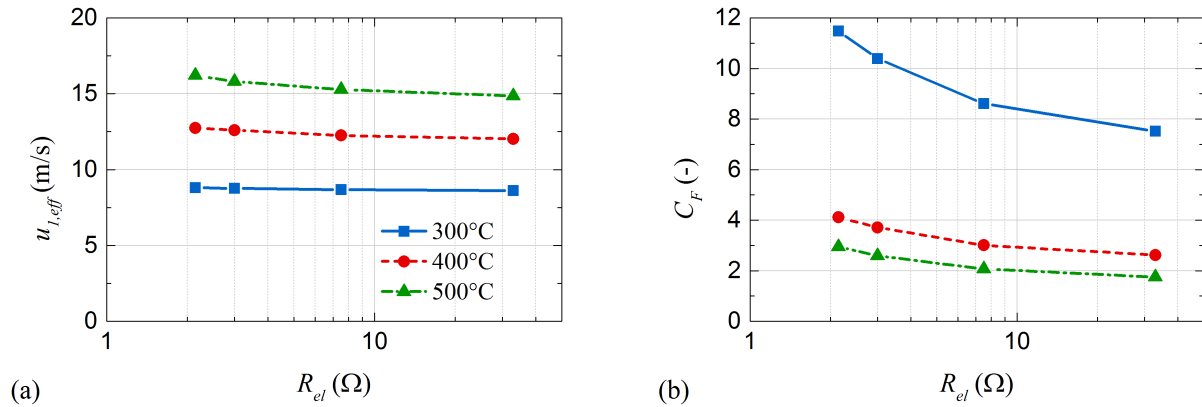
$$|U_1| = \sqrt{\frac{2\dot{E}_{BDT}}{Z_c}}. \quad (7.5)$$

Die axiale Strömungsgeschwindigkeit  $u$  im engsten Querschnitt des Rotors  $A_R = 2415 \text{ mm}^2$  kann schließlich aus dem Effektivwert der lokalen Schallschnelle  $u_{1,eff}$  gebildet werden:

$$u = u_{1,eff} = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{|U_1|}{A_R}. \quad (7.6)$$

Abbildung 7.49(a) gibt die derartig geschätzte Strömungsgeschwindigkeit im Rotor wieder. Aus ihrem Verhältnis zur Umfangsgeschwindigkeit ergibt sich schließlich der Strömungs-Koeffizient in Abb. 7.49(b). Selbst im Punkt maximaler Leistungsfähigkeit ( $T_{H\dot{W}} = 500^\circ\text{C}$ ;  $R_{el} = 2,14\Omega$ ) beträgt der Strömungs-Koeffizient nur 2,94. Er weicht deutlich von seinem theoretischen Optimum ab. Es ist daher zu erwarten, dass sowohl die maximal erfasste Generatorleistung mit  $P_G = 2,6 \text{ W}$  als auch der Wirkungsgrad mit  $\eta_{ak-el} = 9,6\%$  bei höherer akustischer Leistung, d.h. erhöhter Turbinendrehzahl, Möglichkeiten zur Steigerung besitzen. Der von de Blok postulierte Turbinenwirkungsgrad von 20 bis 40% bei atmosphärischen Bedingungen scheint erreichbar [22]. Das wird umso deutlicher, da der verwendete Wirkungsgrad  $\eta_{ak-el}$  nicht nur den Turbinenwirkungsgrad berücksichtigt, sondern auch Wirkungsgradverluste des nicht für diesen Anwendungsfall optimierten Generators und Getriebes.

Außerdem weist der mittels 3D-Gipsdruck gefertigte Prototyp erhebliches Optimierungspotenzial auf. Bei hohen Drehzahlen wurde ein teilweises Ausbrechen der porösen Schaufeln beobachtet. Besser geeignete Fertigungsmethoden würden das verhindern. Geringere Fertigungs- und Formtoleranzen der Lagerung könnten zu einem schwingungsärmeren Lauf führen.



**Abbildung 7.49:** Einfluss des Lastwiderstandes  $R_{el}$  im mit der bidirektionalen Turbine belasteten System ( $p_m = 20\text{bar}$ ;  $L_{SD} = 240\text{mm}$ ; Stutzenkonfiguration SP4-SL5) für verschiedene Temperaturen der Wärmezufuhr  $T_{HWÜ}$  auf (a) den geschätzten Effektivwert der Schallschnelle beim Rotor-durchgang  $u_{l,eff}$  und (b) den Strömungs-Koeffizienten  $C_F$

Vor diesen Hintergründen ist der Systemwirkungsgrad in Abb. 7.48(f) nur wenig aussagekräftig. Neben dem steigerungsfähigen akustisch-elektrischen Wirkungsgrad der Turbine-Generator-Einheit, welcher bei erhöhtem Betriebsdruck auf bis zu 80% steigen kann [22], ist auch das akustische Feld für die analysierten Zustände nicht optimal. Günstigere Stutzenparameter und die Verwendung einer Membran zur Unterdrückung der Gedeon-Strömung wären in der Lage den thermoakustischen Wirkungsgrad zu erhöhen. Schlussendlich konnte trotz ungünstiger Bedingungen und eines rudimentären Prototypen die Betriebsfähigkeit einer bidirektionalen Turbine zur akustisch-elektrischen Leistungswandlung in einem einstufigen thermoakustischen Motor nachgewiesen werden.

## 7.9 Zusammenfassung und Schlussfolgerungen

Mit den Ergebnissen der durchgeführten Experimente konnte gezeigt werden, dass die wesentlichen Versuchsziele vollumfänglich erreicht wurden. Die primäre Forschungsfrage nach der gezielten Manipulierbarkeit des akustischen Feldes im Allgemeinen sowie den akustischen Regeneratorbedingungen im Speziellen wurde beantwortet. Der Nachweis erfolgte für eine Vielzahl unterschiedlicher Betriebsparameter (z.B. Betriebsdruck, heißseitige Temperatur, Systembelastung). Folglich kann er als allgemeingültig angenommen werden. Die Ergebnisse decken sich mit den Simulationen vorheriger Kapitel. Dies betrifft insbesondere auch die Absolutwerte der optimalen Phasenverschiebung und normalisierten Impedanz in der Regeneratormitte.

Das zum Abgleich der Messwerte aufgebaute Simulationsmodell ist nach Einführung begründeter Korrekturparameter in der Lage, die akustischen Betriebsbedingungen mit hoher Güte nachzubilden. Es ermöglicht gezielte Rückschlüsse auf experimentell nicht direkt erfasste Größen und trägt signifikant zu einem besseren Gesamtverständnis bei. Das nachweislich valide Abbild der experimentellen Zustandspunkte lässt auch Schlussfolgerungen auf die Gültigkeit der zuvor verwendeten Simulationsmodelle zu. Durch die prinzipielle bauliche Ähnlichkeit (thermoakustischer Motor auf Basis eines  $\lambda$ -Resonators) kann von einer qualitativen Gültigkeit aller dargebrachten Simulationsergebnisse ausgegangen werden.

Indes wurden deutliche Abweichungen zwischen den experimentellen und modellierten thermischen Bedingungen festgestellt. Diese betreffen sowohl das Temperaturprofil im Regenerator als auch den eingebrachten Wärmestrom. Als Ursache konnten natürliche Konvektion und eine im System umlaufende Gasströmung (Gedeon-Strömung) nachgewiesen werden. Auch wenn beide Effekte einen wesentlichen Teil der beobachteten Abweichung erklären, scheinen noch weitere konvektive Strömungsformen beteiligt zu sein.

Auf Basis der allgemeinen Beobachtungen lassen sich die Ergebnisse wie folgt zusammenfassen:

- Das der Geometrie des thermoakustischen Motors nachempfundene Simulationsmodell ist in der Lage, die gemessenen akustischen Bedingungen sehr genau abzubilden. Eine Anpassung mittels dreier Korrekturparameter ist nötig: der Umfangskorrektur, der Stutzenposition und -länge.
  - Mit der Umfangskorrektur wird der Rohrumfang erhöht. Dies vergrößert die Kontaktfläche zwischen Rohrwand und Gas und steigert die thermoviskosen Verluste. Ihre Wirkung ist ähnlich der von sekundären Strömungsverlusten, welche wegen ungenauer Kenntnis nicht gesondert modelliert wurden.
  - Eine Anpassung der Stutzenparameter Position und Länge wurde erforderlich, da die akustische Wirkung des Stutzens stark von den lokalen Bedingungen abhängig ist. Es wird vermutet, dass komplexe Strömungseffekte (z.B. Strömungsablösungen im Rohrbogen) zu einer signifikanten Änderung der akustischen Impedanz führen. Der hierdurch verschobene Wirkungsschwerpunkt des Stutzens wird vom Modell nicht erfasst und über die Korrekturparameter entsprechend angepasst.
- Das Simulationsmodell des Helmholtz-Resonators konnte die experimentelle Wirkweise ebenfalls sehr gut erfassen. Hohe Turbulenzverluste am Ein- und Austritt des Resonatorhalses ließen sich über Verlustkoeffizienten akkurat abbilden.
- Die Variation der Stutzenparameter wurde ausführlich am Beispiel des belasteten und unbelasteten Systems für je zwei Prozessbedingungen diskutiert (bei  $p_m = 1$  bar mit  $T_{HWÜ} = 400^\circ\text{C}$  sowie bei  $p_m = 20$  bar mit  $T_{HWÜ} = 300^\circ\text{C}$ ). Vorherige Simulationsergebnisse bezüglich der Einflüsse auf das akustische Feld konnten experimentell bestätigt werden.
- Untersuchungen zur Temperaturabhängigkeit und zur stutzenparameterabhängigen minimalen Betriebstemperatur wurden durchgeführt. Dabei konnte ein Betrieb mit einer minimalen Temperaturdifferenz von 115 K bei einem Druck von 20 bar nachgewiesen werden. Dieses Minimum liegt bei experimentell nicht erfassten Stutzenkonfigurationen vermutlich noch niedriger.
- Die Funktionsweise und Charakteristik des Helmholtz-Resonators wurde eingehend analysiert. Die relative Lastentnahme ist von seiner akustischen Impedanz abhängig, welche über seine Halslänge beeinflusst werden kann. Darüber hinaus bestimmt die Druckamplitude am Halseingang die akustische Leistungsentnahme. Eine Veränderung der Anschlussposition kann in Abhängigkeit vom bestehenden akustischen Feld einen maßgeblichen Einfluss besitzen.
- Eine Erfassung der temperaturabhängigen Wärmeverluste bei unterbundener thermoakustischer Wandlung ermöglicht eine Unterscheidung zwischen Leitungsverlusten und natürlichen Konvektionsverlusten. Letztere besitzen eine starke Abhängigkeit vom Druck des Arbeitsgases.
- Versuche zum Einfluss und zur Minderung der Gedeon-Strömung wurden mit verschiedenen Strömungsdioden und einer Membran durchgeführt. Während die Gedeon-Strömung mit allen untersuchten Methoden unterdrückt werden kann, unterscheiden sich die Einflüsse auf das akustische Feld und die akustischen Verluste stark. Durch ihre viel kleinere Größe sind Strömungsdio-



den nach der neuartigen geviertelten Bauform denen einfacher Bauform überlegen. Dennoch bringen auch sie durch ihre Verengung zusätzliche Strömungsverluste in den Motor ein. Die maximale thermoakustische Leistungsfähigkeit ergibt sich bei einem optimalen Verengungsverhältnis, welches klein genug ist, die Gedeon-Strömung zu mindern, aber groß genug um exponentiell steigende Turbulenzverluste zu verhindern. Mit Nutzung einer Membran kann dieser Kompromiss umgangen werden. Allerdings führt auch sie zu einer Beeinflussung des akustischen Feldes, welche weiter untersucht werden muss. Darüber hinaus besitzt sie gegenüber Strömungsdioden eine hohe Versagensanfälligkeit.

- Mit dem Einsatz einer bidirektionalen Turbine inklusive Generator ist die akustisch-elektrische Wandlung möglich. Implementiert in den thermoakustischen Versuchsstand konnte die Betriebsfähigkeit unter nicht optimierten Bedingungen nachgewiesen werden. Die Wirksamkeit des kompletten energetischen Wandlungsweges von einer Wärmequelle hin zu einer elektrischen Last wurde aufgezeigt. Dabei sind Abhängigkeiten von der Turbinendrehzahl und dem Lastwiderstand untersucht worden.

Abschließend sollen einige Bemerkungen und Erfahrungen, die sich aus dem Betrieb des thermoakustischen Versuchsstandes ergeben haben, erläutert werden. Es ist herauszustellen, dass der aufgebaute Versuchsstand das Erreichen aller Versuchsziele ermöglichte. Im Allgemeinen lässt sich hierdurch die akkurate Auslegung des Versuchsstands bestätigen. Dennoch soll auf einige verbesserungswürdige Punkte hingewiesen werden.

Der hohe Wert für die angewendete Umfangskorrektur lässt auf verhältnismäßig hohe sekundäre Strömungsverluste (Turbulenzen, Strömungsablösungen etc.) schließen. Diese machen sich bei größerem Betriebsdruck verstärkt bemerkbar und reduzieren die Leistungsfähigkeit des Systems drastisch. Eine Ursache stellen vermutlich die Flanschverbindungen dar. Wegen der Schweißnaht zwischen Rohr und Flansch liegen angrenzende Rohrabschnitte nicht direkt Stoß-an-Stoß, sondern weisen eine zwischenliegende Weitung mit scharfen Kanten auf. Die hierauf beruhenden Strömungsverluste könnten beispielsweise durch eine Abrundung der scharfen Kanten, durch Füllen der Aufweitungen oder durch Verwendung von Flanschen anderer Bauart (z.B. Anschweißflansche) gemindert werden. Nach Möglichkeit ist ein kompletter Verzicht auf Flanschverbindungen ratsam.

Eine weitere Ursache sekundärer Strömungsverluste könnten die Rohrbögen darstellen. An deren Innenseite können bei hoher Schallschnelle Strömungsablösungen vorkommen. Das Risiko lässt sich über eine Erhöhung des Verhältnisses zwischen Biegeradius und Rohrdurchmesser verringern. Darüber hinaus stellt auch die Anbindung des Stutzens eine sprunghafte Aufweitung der Querschnittsfläche dar. Die Nutzung eines sich sanft weitenden Rohrabschnitts mit gleichen akustisch nachgiebigen Eigenschaften könnte vorteilhaft sein. Weitere sekundäre Strömungsverluste sind mit der Aufweitung des Kernabschnitts verbunden. Eine günstigere Übergangsgeometrie würde Abhilfe schaffen. Der Einsatz von Strömungsgleichrichtern wäre zu erwägen. Dabei muss ein Optimum zwischen der zusätzlichen dissipativen Oberfläche und der tatsächlichen Wirkung gefunden werden. Bei weitgehend unterdrückter Gedeon-Strömung ist ein Verzicht auf den sekundären kaltseitigen Wärmeübertrager möglich.

Mit den beschriebenen Maßnahmen ist voraussichtlich eine signifikante Reduktion der Strömungsverluste umsetzbar. Die Einsparungen würden direkt einem Mehr an akustisch entnehmbarer Leistung gleichkommen. Parallel ist ein deutlicher Einfluss auf die minimale Betriebstemperatur zu erwarten. Im Vergleich zu den Ergebnissen der Parameterstudie aus Kapitel 3 liegt sie bei den Versuchen sehr

hoch. Dies ist nur teilweise im höheren Betriebsdruck, der Verwendung von Helium als Arbeitsgas und Skaleneffekten mit der Systemgröße begründet. Auf Basis der Parameterstudie würde sich eine Vergrößerung des Flächenverhältnisses zwischen Kernabschnitt und rückführender Rohrschleife positiv auf das akustische Feld auswirken. Freilich ist die Abhängigkeit vom Gasvolumen im Kernabschnitt zu beachten („Hohlraumlänge“).

Des Weiteren hat die Versuchsauswertung gezeigt, dass die experimentell einstellbaren Stutzenpositionen nicht in der Lage waren das komplette Betriebsfeld abzubilden, obwohl die Modellparameter das vermuten ließen. Mutmaßlich verengend wirkende Strömungseffekte im nachlaufenden Rohrbogen haben die effektiv wirksame Stutzenposition in Richtung kleinerer Werte verschoben. Im Zusammenspiel mit dem Simulationsmodell war eine Analyse über den gesamten Betriebsbereich trotzdem möglich. Die Verwendung eines etwas geweiteten Rohrbogens würde die Schallschnelle senken und die akustische Kompressibilität steigern. Beide Effekte begünstigen eine größere effektive Stutzenposition mit sonst unverändertem Aufbau.

Der Gütefaktor des Helmholtz-Resonators hat sich aufgrund der bei der Auslegung unzureichend berücksichtigten Verlustkoeffizienten als zu gering herausgestellt. Eine planmäßige Änderung der Resonatorimpedanz mittels eines Nadelventils ist zwar prinzipiell möglich, verringert den Gütefaktor im verwendeten Aufbau aber zu stark. Im Folgenden war die Entnahme akustischer Leistung ausschließlich in Abhängigkeit der lokalen Druckamplitude möglich. Um zukünftig eine konstante Belastung unabhängig der akustischen Bedingungen zu erlangen, ist die Verwendung eines Helmholtz-Resonators inklusive Regulierventils mit höherem Gütefaktor notwendig. Ein größeres Hohlraumvolumen mit gesteigertem Halsdurchmesser würde dies ermöglichen. Parallel müssen sanfte Querschnittsübergänge beim Ein- und Ausgang des Resonatorhalses umgesetzt werden. Derart reduzierte Strömungsverluste können den Gütefaktor des Helmholtz-Resonators stark heben.

Die rudimentären Ergebnisse zur Untersuchung der akustisch-elektrischen Wandlung mittels einer Bidirektionalen Turbine lassen sich nutzen, um zukünftige Entwicklungsschritte aufzuzeigen. Zielführend könnte hierfür zunächst eine separate Optimierung des Aufbaus und der Geometrie der bidirektionalen Turbine sein. Eine bessere Anpassung an die akustischen Betriebsbedingungen ist möglich. Darunter fällt auch die Charakterisierung des Drehgenerators, welche für eine Aufschlüsselung in Turbinen- und Generatorwirkungsgrad zwingend erforderlich wäre. Über die in Abb. 6.22(b) vorgeschlagene abzweigende Kopplung der Turbine-Generator-Einheit könnte möglicherweise ein günstigerer Abgleich der akustischen Turbinenimpedanz mit den Anforderungen des thermoakustischen Motors erfolgen. Bei hohem Systemdruck verspricht die Kombination aus thermoakustischem Motor mit  $\lambda$ -Resonator und einer Turbine-Generator-Einheit großes Potenzial für die thermo-elektrische Wandlung niedertemperierter Wärme.

## 8 Zusammenfassung und Ausblick

In vorliegender Dissertation wurden Untersuchungen an ein- und mehrstufigen thermoakustischen Motoren auf Basis eines  $\lambda$ -Resonators durchgeführt. Sie stellen einen wesentlichen Schritt in Richtung eines tiefergreifenden Verständnisses der Wirkzusammenhänge auf Systemebene dar. Die ausführlichen Analysen und vorgestellten Methoden zur Optimierung der thermoakustischen Bedingungen lassen sich zukünftig in Form von Konstruktionsrichtlinien für verbesserte Aufbauten verwenden. Als oberstes Entwicklungsziel gilt dabei die Verwertung niedertemperierter Wärme mit geringem exergetischen Potenzial. Thermoakustische Motoren mit  $\lambda$ -Resonator wären in Folge ihres einfachen Aufbaus aller Voraussicht nach in der Lage, derartige Wärmequellen kosteneffizienter zu nutzen als vergleichbare Technologien. Darüber hinaus könnten sie die Grenzen ökonomischer Nutzbarkeit in Bereiche verschieben, welche bisher kommerziell nicht sinnvoll erscheinen. Anwendungsfelder ergeben sich in der Kältebereitstellung (z.B. solarthermische Gebäudeklimatisierung) und der elektrischen Wandlung.

Anschließend werden die Schlüsselergebnisse vorangegangener Kapitel zusammengefasst. Auf ihrer Basis lassen sich allgemeingültige Konstruktionsempfehlungen für zukünftige Systeme herausstellen. Überdies werden Schwerpunkte für weiterführende Forschungstätigkeiten genannt sowie ein Ausblick mit Herausforderungen und Chancen thermoakustischer Motoren gegeben.

### 8.1 Einstufige Systeme

Nachdem die Grundlagen thermoakustischer Prinzipien dargestellt wurden, hat eine im Anschluss mit der Software DeltaEC durchgeführte numerische Studie wesentliche Wirkzusammenhänge der untersuchten Parameter aufgezeigt. Das Simulationsmodell basierte auf einem einstufigen thermoakustischen Motor mit Stutzen zur Impedanzanpassung. Ein Betrieb mit Helium bei einem Druck von 30 bar und einer Wärmezufuhr bei 150°C wurde simuliert.

Es konnte gezeigt werden, dass eine beliebige Variation der akustischen Bedingungen im Regenerator über eine Änderung der Stutzenposition und -länge möglich ist. Während der prinzipielle Wirkmechanismus bekannt war, wurden die wechselseitigen Einflüsse erstmals systematisch analysiert und ermöglichten eine zielgerichtete Optimierung. Oberflächendiagramme haben sich als geeignetes Mittel für die Visualisierung der zweidimensionalen Zusammenhänge herausgestellt. Mit einer normalisierten Impedanz im Bereich von 8 und einer Phasenverschiebung zwischen der Druck- und Volumenschwingung von  $-30^\circ$  besaß das simulierte System seine maximale Leistungsfähigkeit. Die auf Systemebene optimalen Bedingungen sind indes von weiteren Parametern abhängig. Besonders einflussreich ist die Betriebsart des Motors. Ein leistungsgetriebener Betrieb erfordert andere Bedingungen als ein wirkungsgradgetriebener. Darüber hinaus bestehen Wechselwirkungen mit den geometrischen Parametern des Regenerators und der Wärmeübertrager.

Das erlangte Wissen wurde angewendet, um die Regeneratorbedingungen festzusetzen und den impliziten Einfluss weiterer Parameter auf Systemebene zu untersuchen. Methodisch besteht hier ein we-

sentlicher Vorteil zu vorangegangenen Studien, der Fehlinterpretationen aufgrund überlagernder Effekte minimiert. Die Porengröße des Regenerators sollte so gewählt werden, dass sich eine Lautrec-Zahl von etwa 0,5 ergibt. Seine ideale Länge bildet sich aus dem Optimum zwischen geringen viskosen Strömungsverlusten und Wärmeleitverlusten. Mit einer hohen Porosität lassen sich beide Größen gleichsam verringern. Die Länge der Wärmeübertrager muss auf die doppelte Schallauslenkung angepasst sein. Unterschreitet sie diese, wird der Wärmeübergang limitiert, wohingegen eine Überschreitung zu zusätzlichen thermoviskosen Verlusten führt.

Das akustische Feld wird entschieden vom Flächenverhältnis (Kernabschnitt zu Rohrschleife) sowie vom Hohlraumvolumen des Kernabschnitts bestimmt. Viskose Verluste an der Rohrwand lassen sich durch eine Verringerung des Flächenverhältnisses reduzieren. Gleichzeitig wirkt ein kleines Hohlraumvolumen begünstigend. Beide Variablen können im Zusammenspiel mit den Stutzenparametern genutzt werden, um einerseits optimale Regeneratorbedingungen und andererseits eine nahezu ideale akustische Wanderwelle mit minimalen thermoviskosen Verlusten herbeizuführen.

Die Prozessbedingungen beeinflussen die Leistungsfähigkeit stark. Ein hoher Betriebsdruck wirkt sich positiv aus. Die Resonanzfrequenz, welche sich maßgeblich über die Systemlänge einstellen lässt, sollte nicht zu hoch gewählt werden. Derart lassen sich Wirkungsgradeinbußen im Regenerator begrenzen. Außerdem vergrößert eine geringe Frequenz die thermische Eindringtiefe des Arbeitsgases. Thermoakustisch wirksame Komponenten können eine größere Porengröße aufweisen (Regenerator) und erreichen einen besseren Wärmeübergang (Wärmeübertrager). Eine Reduktion der Fertigungskosten bei gleichzeitig gesteigerter Leistungsfähigkeit wird möglich. Das Optimum zwischen Anlagengröße und günstiger Frequenz wurde für das Helium-System bei ca. 150 Hz gefunden. Darüber hinaus ist Argon als weiteres Arbeitsgas untersucht worden. Das akustische Layout betreffend bestehen kaum Unterschiede zur Verwendung von Helium. Die Leistungsdichte des Systems wird jedoch verringert. Der Einsatz von Argon als Arbeitsgas könnte dennoch Vorteile versprechen. Es ist kostengünstig, ungefährlich, verfügbar und kann nachhaltig gewonnen werden. Außerdem besitzt es eine höhere Dichte, womit sich möglicherweise Vorteile für die akustisch-elektrische Wandlung ergeben.

An die Parameterstudie anschließend wurden alternative Möglichkeiten analysiert, welche in einem einstufigen Motor zur Manipulation der akustischen Bedingungen im Regenerator verwendet werden können. Als Novum kann die konsequente Gegenüberstellung aller Methoden unter vergleichbaren Bedingungen angesehen werden. Sie lässt eine objektive Beurteilung der Leistungsfähigkeit sowie Schlussfolgerungen bezüglich möglicher Anwendungen zu. Neben der Positionierung des Stutzens im Abstand von etwa  $\frac{3}{4}$  der Wellenlänge hinter dem Regenerator (in Richtung der Wellenausbreitung) ist auch ein lokaler Anschluss etwa bei  $\frac{1}{4}$  der Wellenlänge möglich. Die charakteristische Ausprägung des akustischen Feldes führte bei letztgenannter Variante zu ungünstigeren Eigenschaften. Obwohl sich die Möglichkeiten zur Änderung der Regeneratorbedingungen gleichen, ist ihre Anwendung im direkten Vergleich nicht zu empfehlen.

Die Wirksamkeit des Stutzens beruht auf seinem akustisch nachgiebigen Verhalten. Neben dem voluminösen Kernabschnitt bringt er eine zweite weiche Randbedingung in das akustische System ein. Auf diese Weise gleicht er einerseits die akustischen Störungen des Kernabschnitts aus und kann andererseits zu einer Feinabstimmung der akustischen Bedingungen genutzt werden. Essentiell ist das enthaltene Gasvolumen. Es konnte nachgewiesen werden, dass eine lokale Aufweitung der Rohrschleife die gleichen akustischen Eigenschaften besitzt wie ein Stutzen. Sie lässt sich ebenso zur Impedanzanpas-

sung nutzen. Tatsächlich ist es sogar vorteilhafter, da nicht nur die zusätzlich dissipativ wirkende Wandungsfläche des Stutzens entfällt, sondern eine lokale Herabsetzung der Schallschnelle im Bereich der Aufweitung zu einer Reduktion von Verlusten beiträgt.

Eine weitere untersuchte Möglichkeit zur Impedanzanpassung ist eine lokale Verengung im Abstand von etwa  $\frac{1}{2}$  der Wellenlänge zum Regenerator. Ihre akustisch träge Wirkung wurde nachgewiesen. Mit der eingebrachten harten Randbedingung lassen sich die Regeneratorbedingungen in ähnlicher Weise einstellen wie zuvor. Jedoch führt die Verengung zu einem Anstieg der Schallschnelle und zu signifikant größeren viskosen Verlusten. Bezüglich der erreichbaren Leistungsfähigkeit ist sie einer Aufweitung unterlegen. Es konnte jedoch gezeigt werden, dass sich die Unterschiede mit zunehmender Elementlänge verringern. In Anwendungsszenarien, bei denen eine kompakte Bauform des thermoakustischen Systems von großer Bedeutung ist, könnte diese Variante dennoch Potenzial besitzen.

## 8.2 Mehrstufige Systeme

Nachdem einstufige Systeme ausführlich analysiert wurden, sind die numerischen Untersuchungen auf mehrstufige Systeme ausgeweitet worden. Die verbreitete Vermutung, dass sie sowohl bezüglich der Gesamtleistung als auch der stufenspezifischen Leistung überlegen sind, konnte bestätigt werden. In die vergleichende Betrachtung wurden Systeme mit einer Stufenanzahl von zwei bis fünf einbezogen. Solange sich das akustische Feld entlang jeder Stufe gleicht, ähnelten sich die akustischen Regeneratorbedingungen zum Erreichen maximaler Leistung unabhängig von der Stufenanzahl.

Bei gleichmäßiger Verteilung der Stufen entlang der Systemlänge basieren mehrstufige Motoren in der Regel auf dem Prinzip der akustischen Selbstanpassung. Die durch die einzelnen Kernabschnitte verursachten akustischen Störungen heben sich gegenseitig auf, zusätzliche akustisch wirksame Elemente werden prinzipiell nicht benötigt. Hiervon ausgenommen sind zweistufige Systeme, die gewissermaßen Sonderformen bilden. Erstmals konnten alle Systeme direkt unter vergleichbaren Bedingungen gegenübergestellt werden.

Es wurde belegt, dass sich bei symmetrischem Aufbau jedes Kernabschnitts aufgrund der Selbstanpassung stets eine Phasenverschiebung von etwa  $0^\circ$  in der Regeneratormitte einstellt. Die erzielte normalisierte Impedanz ist abhängig vom Flächenverhältnis und dem Hohlraumvolumen des Kernabschnitts. Dieser Wirkzusammenhang wurde zuvor nur unzureichend berücksichtigt und konnte erstmals systematisch analysiert werden. Das Erreichen einer günstigen Impedanz ist mit bedeutsamen geometrischen Restriktionen verbunden. Eine Optimierung der Phasenverschiebung ist nicht möglich. Um diese inhärenten Einschränkungen zu mindern, wurden zwei innovative Methoden vorgestellt, mit denen eine Beeinflussung der „natürlichen“ Selbstanpassung gelingt: der Einbringung eines zusätzlichen wirksamen Rohrabschnitts sowie der asymmetrischen Verteilung des Hohlraumvolumens.

Durch Verwendung beider Methoden ließen sich die akustischen Regeneratorbedingungen viel stärker beeinflussen. Eine deutliche Steigerung der Leistungsfähigkeit war möglich. Indes nahm die Bandbreite mit zunehmender Stufenanzahl ab. Dies führte dazu, dass mit den verwendeten Simulationsbedingungen für das dreistufige System die höchste stufenspezifische Leistung nachgewiesen werden konnte. Die Unterschiede waren allerdings gering. Sie wirkten sich folglich kaum auf die annähernd proportional zur Stufenanzahl steigende Gesamtleistung aus.

### 8.3 Experimentelle Versuchsergebnisse

Nachfolgend zu den numerischen Untersuchungen wurde die Manipulierbarkeit der akustischen Bedingungen mittels eines Stutzens experimentell nachgewiesen. Der hierfür von Grund auf neu entwickelte und aufgebaute thermoakustische Versuchsstand ermöglichte die Umsetzung des Versuchsziels. Neben dem entworfenen thermoakustischen Motor enthielt er diverse Subsysteme. In Gänze erfüllte er die aufgestellten Anforderungen an konstruktiver Modularität, thermischen und akustischen Betriebsbedingungen sowie dem Betrieb bei erhöhtem Gasdruck vollumfänglich. Ein Wärmeeintrag von max. 2600 W konnte über elektrische Heizpatronen bis zu einer Temperatur von 550°C erfolgen. Die Temperatur der Wärmesenke ließ sich auf maximal 35°C beschränken. Als Arbeitsgas wurde Argon eingesetzt. Andere Gase bis zu einem Betriebsdruck von 25 bar wären ebenso möglich. Das implementierte Messsystem erlaubte die Erfassung und Auswertung aller relevanten Größen.

Darüber hinaus wurden verschiedene Möglichkeiten der Lastentnahme untersucht. Ein Helmholtz-Resonator ist als Dummy für eine nutzbare Last eingebaut und charakterisiert worden. Wechselwirkungen mit dem thermoakustischen Motor wurden auf vielfältige Weise dargestellt. Sie erweitern das grundlegende Verständnis und weisen auf Abhängigkeiten hin. Alternativ wurde der Prototyp einer bidirektionalen Turbine entwickelt und getestet. Sein prinzipieller Aufbau orientierte sich an bestehenden Systemen. Mit Integration der Turbine-Generator-Einheit in den einstufigen Motor konnte die komplette Wandlungskette von thermischer über akustischer hin zu elektrischer Leistung erstmals für diese Konfiguration nachgewiesen und lastabhängig getestet werden. Trotz großem Optimierungsbedarf versprechen die erlangten Messergebnisse großes Potenzial.

Als wichtigstes Schlüsselergebnis der Versuche steht die Validierung des verwendeten Simulationsmodells in Abhängigkeit der Stutzenparameter und Prozessbedingungen. Nach Anwendung einfacher, begründeter Korrekturparameter konnte das experimentelle akustische Feld in der Simulation sehr gut nachvollzogen werden. Die originelle Methodik erlaubte eine konsequente Erklärung der akustischen Bedingungen anhand stationärer Zustandspunkte. Durch die Ähnlichkeit sämtlicher im Rahmen der Arbeit verwendeten Modelle wurde geschlussfolgert, dass die Ergebnisse mindestens eine qualitative Gültigkeit besitzen.

Abweichungen zwischen Experiment und Simulation wurden im Hinblick auf die thermischen Bedingungen deutlich. Als Ursache sind im Modell nicht berücksichtigte konvektive Gasströmungen analysiert worden. Thermische Konvektionsverluste auf Basis natürlicher Konvektion als auch der Gedeon-Strömung ließen sich quantifizieren. Sie trugen zu den beobachteten Abweichungen bei, sind aber nicht die alleinige Ursache. Die Einflüsse einer Membran sowie Strömungsdioden verschiedener Bauarten auf die Gedeon-Strömung wurden auf Systemebene untersucht. Während sich die umlaufende Strömung bei korrekter Auslegung mit allen Varianten unterdrücken ließ, unterscheidet sich die Beeinflussung des akustischen Feldes stark. Die Membran und die neuartige Strömungsdiode gevierelter Bauart, welche die offene Querschnittsfläche bei gleichem Verengungsverhältnis maximiert, haben sich als am geeignetsten herausgestellt. Können die Herausforderungen bezüglich der Haltbarkeit überwunden werden, ist der Einsatz einer Membran mit den größten Vorteilen verbunden. Bei komplett unterdrückter Gedeon-Strömung dissipiert sie nur wenig akustische Leistung.

## 8.4 Ausblick

Mit den vorliegenden Ergebnissen konnte nachgewiesen werden, dass thermoakustische Systeme auf Basis eines  $\lambda$ -Resonators prinzipiell in der Lage sind, niedertemperierte Wärme nutzbringend zu wandeln. Im Hinblick auf Leistungsfähigkeit und -dichte sind mehrstufige Aufbauten überlegen. Drei- oder vierstufige Anlagen scheinen optimal zu sein. Bei hoher Gesamtleistung lassen sich die akustischen Bedingungen in der Regeneratormitte gezielt einstellen. Während über das Flächenverhältnis und das Hohlraumvolumen des Kernabschnitts eine Anpassung der normalisierten Impedanz erfolgt, kann die Phasenverschiebung mittels der Methode einer asymmetrischen Hohlraumverteilung angepasst werden. Darüber hinaus ist die Implementierung eines wirksamen Rohrabschnitts mit veränderlichem Gasvolumen förderlich. Mit ihm lassen sich die akustischen Bedingungen während des Betriebes manipulieren. Derart kann das System auf anwendungsbedingte Schwankungen des Wärmestroms reagieren und eine günstigere Leistungswandlung ermöglichen. Außerdem könnte hierüber eine Optimierung der Regeneratorbedingungen in Abhängigkeit eines leistungs- oder effizienzgetriebenen Betriebes realisiert werden.

Ein experimenteller Nachweis für die Funktionsfähigkeit eines derartigen Systems ist offen. Mehrstufige Systeme bieten darüber hinaus die Möglichkeit, eine Wärmequelle seriell mit den heißseitigen Wärmeübertragern zu verschalten. Für einige Anwendungen könnte dies vorteilhaft sein, da sich mit einer stufenweisen Herabsetzung der wirksamen Temperatur gegebenenfalls ein höherer exergetischer Ausbeutungsgrad ergibt. Wegen der Verschiedenheit der stufenspezifischen thermischen Bedingungen wäre möglicherweise eine Anpassung des akustischen Netzwerkes nötig.

Eine experimentelle Optimierung der Geometrie von Regenerator und Wärmeübertragern hat nicht stattgefunden. Die numerisch durchgeführten Parametervariationen geben einen guten Ausgangspunkt für eine Validierung. Anwendungsbezogen bilden die Wärmeübertrager eine besondere Herausforderung. Hinsichtlich ihrer Geometrie sind Plattenwärmeübertrager geeignet. Sie können zudem kostengünstig aus dem Automobilbereich adaptiert werden. Während die Wärmeabfuhr an eine externe Wärmesenke über einen Kühlwasserkreislauf erfolgen kann, wäre die Wärmezufuhr in ähnlicher Weise über ein temperaturbeständiges Fluid möglich. Dermaßen bleibt die Wärmestromdichte hoch. Die kompakte Bauart der internen Wärmeübertrager kann unabhängig vom Medium der zu nutzenden Wärmequelle beibehalten werden. Eventuell wäre auch der Einsatz von Heatpipes zweckdienlich.

Für zukünftige Anwendungen ist eine Limitierung konvektiver Strömungen erforderlich. Natürliche Konvektion verliert bei geringer Betriebstemperatur an Bedeutung. Thermische Verluste im Zusammenhang mit der Gedeon-Strömung sind hingegen abhängig von der akustischen Leistung und müssen minimiert werden. Idealerweise kommt hierfür eine Membran zum Einsatz. Kann die Versagensanfälligkeit nicht reduziert werden, bilden Strömungsdioden eine robustere Alternative. Um den Druckabfall an sich ändernde akustische Bedingungen anzupassen, ist bei Bedarf eine Beeinflussung des Verengungsverhältnisses erforderlich. Bezüglich der vorgeschlagenen geviertelten Bauart wäre dies beispielsweise über eine axiale Verschiebung des kreuzförmigen Innenbereichs denkbar. Des Weiteren sind zusätzliche Untersuchungen nötig, um die Ursache für die nicht erklärten konvektiven Wärmeverluste zu ergründen.

Die verwendete Simulationssoftware DeltaEC hat sich insgesamt als leistungsstarkes Instrument behauptet und war in der Lage, die grundsätzlichen thermoakustischen Bedingungen gut abzubilden.

Bedingt auf der eindimensionalen Modellierung eines in vielen Teilen dreidimensionalen Strömungsproblems kam es im Detail jedoch zu signifikanten Abweichungen. Während diese auf akustischer Seite durch im Vorfeld nicht exakt bekannte Korrekturfaktoren abgefangen werden konnten, erfordert die genaue Berücksichtigung thermischer Konvektionen meist einen höherdimensionierten Ansatz. Eine Modellsimulation mit Hilfe numerischer Strömungsmechanik könnte zukünftig Abhilfe schaffen, ist jedoch deutlich komplexer und aufwendiger.

Bidirektionale Turbinen stellen eine vermutlich effiziente und kostengünstige Technologie zur akustisch-elektrischen Wandlung dar. Tiefergehende Forschungen sind zwingend notwendig, um einerseits eine für die akustischen Bedingungen optimale Turbinengeometrie zu finden und andererseits die akustischen Wechselwirkungen mit dem thermoakustischen Motor zu klären. Darüber hinaus muss ein zur Anwendung kommender Generator optimal auf die Betriebsbedingungen der Turbine abgestimmt sein. Nur auf diese Weise ist ein hoher Wirkungsgrad des Gesamtsystems realisierbar. Auf Basis der Simulationsergebnisse und Analysen scheint ein Wirkungsgrad zwischen zugeführter thermischer zu generierter elektrischer Leistung von über 10% im Niedertemperaturbereich ( $\approx 150^\circ\text{C}$ ) erreichbar.

Können die technologischen Herausforderungen überwunden werden, bieten sich für thermoakustische Motoren mit  $\lambda$ -Resonator Chancen einer Kommerzialisierung an. Auf Grundlage kostengünstiger Fertigungstechniken scheint eine ökonomische Nutzung bis in den dreistelligen Kilowatt-Bereich möglich. Im Vergleich zu konkurrierenden Technologien zeichnen sich thermoakustische Motoren durch ihr günstiges Verhältnis aus einfachem Aufbau und hohem Wirkungsgrad aus. Geschäftsszenarien für Nischenanwendungen sind bereits jetzt vorstellbar. Dies betrifft insbesondere stationäre Anlagen, welche verbrennungsmotorische, industrielle oder solarthermische Wärme nutzen können. Als nachfolgender Schritt sind auch mobile Anwendungen beispielsweise in Kraftfahrzeugen denkbar. Diese erfordern eine Miniaturisierung thermoakustischer Motoren.

Ausgangspunkte für eine Erhöhung der Leistungsdichte wurden bereits ansatzweise beschrieben, beispielsweise mittels eng gepackter mehrstufiger Anlagen mit großem Flächenverhältnis und Helium als Arbeitsgas. Als Technologietreiber könnten Entwicklungen im Raumfahrtbereich fungieren, die teils überschneidende und strengere Anforderungen erfüllen müssen. Mit einer auch zukünftig engagierten Weiterentwicklung kann der Sprung in weitreichendere Anwendungsfelder gelingen und die Thermoakustik kann ihren Beitrag für eine effizientere Energienutzung leisten.



# Anhang

<b>A</b>	<b>Simulationsergebnisse der einstufigen Parameterstudie .....</b>	<b>219</b>
A.1	DeltaEC Simulationsmodell.....	219
A.2	Normalisierte Impedanz und Phasenverschiebung .....	223
A.3	Lautrec-Zahl und Länge des Regenerators .....	224
A.4	Lautrec-Zahl und Porosität des Regenerators .....	225
A.5	Länge und Porosität des Regenerators .....	226
A.6	Hydraulischer Radius und Länge der Wärmeübertrager.....	227
A.7	Hydraulischer Radius und Porosität der Wärmeübertrager .....	228
A.8	Länge und Porosität der Wärmeübertrager .....	229
A.9	Länge der Hohlräume und Flächenverhältnis .....	230
A.10	Realteil der Lastimpedanz.....	231
A.11	Imaginärteil der Lastimpedanz.....	232
A.12	Position der Last .....	233
A.13	Betriebsdruck .....	234
A.14	Molmasseanteil von Helium an einem Helium-Argon Gasgemisch.....	235
A.15	Resonanzfrequenz .....	236
A.16	Temperatur des heißseitigen Wärmeübertragers.....	237
<b>B</b>	<b>Simulationsergebnisse der akustischen Anpassungsmethoden .....</b>	<b>239</b>
B.1	Stutzen bei der $\frac{3}{4} \lambda$ Position ( $Z_n - \varphi$ ) .....	240
B.2	Stutzen bei der $\frac{1}{4} \lambda$ Position ( $Z_n - \varphi$ ) .....	241
B.3	Kompressibel wirkenden Rohrabschnitt bei der $\frac{3}{4} \lambda$ Position ( $Z_n - \varphi$ ).....	242
B.4	Träge wirkender Rohrabschnitt bei der $\frac{1}{2} \lambda$ Position ( $Z_n - \varphi$ ) .....	243
<b>C</b>	<b>Simulationsergebnisse mehrstufiger Systeme.....</b>	<b>245</b>
C.1	DeltaEC Simulationsmodell.....	245
C.2	Zweistufiges System (symmetrisch) mit kompressiblem Abschnitt ( $Z_n - \varphi$ ) .....	248
C.3	Natürliches dreistufiges System ( $L_{HR} - A_n$ ) .....	249
C.4	Natürliches vierstufiges System ( $L_{HR} - A_n$ ) .....	250
C.5	Natürliches fünfstufiges System ( $L_{HR} - A_n$ ) .....	251
C.6	Dreistufiges System mit 0,40m langem wirksamen Rohrabschnitt ( $Z_n - \varphi$ ) .....	252
C.7	Dreistufiges System mit 0,10m langem wirksamen Rohrabschnitt ( $Z_n - \varphi$ ) .....	253
C.8	Vierstufiges System mit 0,10m langem wirksamen Rohrabschnitt ( $Z_n - \varphi$ ) .....	254
C.9	Fünfstufiges System mit 0,10m langem wirksamen Rohrabschnitt ( $Z_n - \varphi$ ).....	255

C.10	Einstufiges System mit 0,40m langem wirksamen Abschnitt ( $L_{HR} - A_n$ ) .....	256
C.11	Zweistufiges System (symmetrisch) mit 0,40m langem Abschnitt ( $L_{HR} - A_n$ ) .....	257
C.12	Dreistufiges System mit 0,40m langem wirksamen Rohrabschnitt ( $L_{HR} - A_n$ ) .....	258
C.13	Dreistufiges System mit Variation der Hohlraumlängen $L_{HR1}$ und $L_{HR2}$ ( $Z_n - \varphi$ ) .....	259
C.14	Vierstufiges System mit Variation der Hohlraumlängen $L_{HR1}$ und $L_{HR2}$ ( $Z_n - \varphi$ ) .....	260
C.15	Fünfstufiges System mit Variation der Hohlraumlängen $L_{HR1}$ und $L_{HR2}$ ( $Z_n - \varphi$ ) .....	261
<b>D</b>	<b>Versuchsstand</b> .....	<b>263</b>
D.1	Wasserseitiger Wärmeübergang im kaltseitigen Wärmeübertrager .....	263
D.2	Kurzbedienungsanleitung .....	265
D.3	Gefährdungsbeurteilung .....	267
<b>E</b>	<b>Versuchsdurchführung</b> .....	<b>269</b>
E.1	DeltaEC Simulationsmodell .....	269
E.2	Stutzenparametervariation bei 1 bar im unbelasteten System .....	277
E.3	Stutzenparametervariation bei 1 bar im belasteten System (LP4) .....	278
E.4	Stutzenparametervariation bei 20 bar im unbelasteten System .....	279
E.5	Stutzenparametervariation bei 20 bar im belasteten System (LP4) .....	280
E.6	Korrekturparameter für die Variation der Temperatur .....	281
E.7	Korrekturparameter für die Variation der Lastposition und der Halslänge .....	282
E.8	Korrekturparameter für die Variation der Länge der Strömungsdioden .....	284

## A Simulationsergebnisse der einstufigen Parameterstudie

### A.1 DeltaEC Simulationsmodell

```

TITLE      Parametric study (1stage; stub)
!-
!----- 0 -----
BEGIN      HELIUM 3MPa
3.0000E+6  a Mean P Pa
214.51    b Freq Hz      G
300.00    c TBeg K
1.0721E+5 d |p| Pa      G
0.0000    e Ph(p) deg
0.0000    f |U| m^3/s
0.0000    g Ph(U) deg
1.0000    j nL
HeAr      Gas type
!----- 1 -----
RPN        Enter TAC diameter (calculates area and perimeter of TAC)
0.4000    a G or T
1.2566
1.2566    A TAC
1.2566    B TAC
inp pi * inp sqrd pi * 4 /
!----- 2 -----
RPN        Enter area ratio (calculates area and perimeter of FB)
10.000    a G or T
1.2566E-2
0.39738   A FB
0.39738   B FB
1A inp / 4 * pi / 0.5 ^ pi * 1A inp /
!----- 3 -----
ANCHOR     H.tot anchored to E.dot
!Assumption: Thermal power due to acoustic dissipation leaves system
!locally through the other wise perfectly insulated tubes
!----- 4 -----
TBRANCH    Loop begin
-1.4779E+5 a Re(Zb) Pa-s/m^3 G
925.43     b Im(Zb) Pa-s/m^3 G
1.0721E+5 A |p| Pa
0.0000    B Ph(p) deg
0.72543   C |U| m^3/s
-179.64   D Ph(U) deg
-3.8887E+4 E HtotBr W
-3.8887E+4 F EdotBr W
3.8887E+4 G EdotTr W
!----- 5 -----
SOFTEND     Connection to Loop end
0.0000    a Re(z)
0.0000    b Im(z)
1.0721E+5 A |p| Pa
0.0000    B Ph(p) deg
0.72543   C |U| m^3/s
-179.64   D Ph(U) deg
-3.8887E+4 E Htot W
-3.8887E+4 F Edot W
-3.0124E-5 G Re(z)
1.8863E-7 H Im(z)
300.00    I T K
!----- 6 -----
DUCT        Pre-TAC FB
sameas     2A a Area m^2
sameas     2B b Perim m
0.4500     c Length m
5.0000E-4  d Srough
1.8215E+5 A |p| Pa
-60.603   B Ph(p) deg
0.61868   C |U| m^3/s
-14.027   D Ph(U) deg
3.8731E+4 E Htot W
3.8731E+4 F Edot W
stainless   solid type
!----- 7 -----
DUCT        Pre-TAC-Volume
sameas     1A a Area m^2
1.8263E+5 A |p| Pa

```

```

sameas 1B b Perim m -60.775 B Ph(p) deg
2.5000E-2 c Length m 0.51724 C |U| m^3/s
5.0000E-4 d Srough -25.854 D Ph(U) deg
3.8726E+4 E Htot W
3.8726E+4 F Edot W
ideal solid type
!----- 8 -----
RPN Guess T.gas for targeted T.solid in AHX A ChngeMe
310.80 a G or T G 310.80
inp =Tm
!----- 9 -----
HX AHX
sameas 1A a Area m^2 1.8289E+5 A |p| Pa
0.7000 b GasA/A -60.933 B Ph(p) deg
1.5000E-2 c Length m 0.4781 C |U| m^3/s
6.0000E-4 d y0 m -32.353 D Ph(U) deg
-4.4749E+4 e HeatIn W G -6023.0 E Htot W
288.00 f SolidT K =9H 3.8393E+4 F Edot W
310.80 G GasT K
288.00 H SolidT K
copper solid type
!----- 10 -----
STKSCREEN REG (1st half)
sameas 1A a Area m^2 1.7895E+5 A |p| Pa
0.8000 b VolPor -61.597 B Ph(p) deg
1.0000E-2 c Length m 0.49774 C |U| m^3/s
5.4784E-5 d rh m G -41.597 D Ph(U) deg
0.2000 e ksFrac -6023.0 E Htot W
4.1849E+4 F Edot W
310.80 G TBeg K
353.75 H TEnd K
stainless solid type
!----- 11 -----
RPN Get Z.n, Z, T.m, d.k, a, rho and dPh at REG centre
0.0000 a G or T 8.0000 A Z.n
4.4940E+4 B Z
353.75 C T.m
1.0957E-4 D d.k
1106.7 E a
4.0823 F rho
-20.00 G dPh
10B 10D - rho a dk Tm rho a * 10a 10b * / sto 10A 10C / rc1 /
!----- 12 -----
STKSCREEN REG (2nd half)
sameas 10a a Area m^2 1.7442E+5 A |p| Pa
sameas 10b b VolPor -62.099 B Ph(p) deg
sameas 10c c Length m 0.52677 C |U| m^3/s
sameas 10d d rh m -50.641 D Ph(U) deg
sameas 10e e ksFrac -6023.0 E Htot W
4.5025E+4 F Edot W
353.75 G TBeg K
397.37 H TEnd K
stainless solid type
!----- 13 -----
HX HHX
sameas 1A a Area m^2 1.7444E+5 A |p| Pa
sameas 9b b GasA/A -62.254 B Ph(p) deg
sameas 9c c Length m 0.51346 C |U| m^3/s
sameas 9d d y0 m -57.806 D Ph(U) deg
5.0758E+4 e HeatIn W G 4.4735E+4 E Htot W
423.00 f SolidT K =13H 4.4650E+4 F Edot W
397.37 G GasT K
423.00 H SolidT K
copper solid type
!----- 14 -----
STKDUCT Post-TAC-Volume (TBT 1st part)
sameas 1A a Area m^2 1.7441E+5 A |p| Pa
sameas 1B b Perim m -62.429 B Ph(p) deg
sameas 7c c Length m 0.52288 C |U| m^3/s
1.0000E-3 d wallA m^2 -74.167 D Ph(U) deg
4.4735E+4 E Htot W
4.4643E+4 F Edot W
397.37 G TBeg K
346.23 H TEnd K
stainless solid type

```

!-----				15	-----			
STKDUCT TBT 2nd part								
sameas	2A	a Area	m <sup>2</sup>	1.6961E+5	A	p	Pa	
sameas	2B	b Perim	m	-70.742	B	Ph(p)	deg	
0.1000		c Length	m	0.53373	C	U	m <sup>3</sup> /s	
1.0000E-3		d wallA	m <sup>2</sup>	-80.372	D	Ph(U)	deg	
				4.4735E+4	E	Htot	W	
				4.4625E+4	F	Edot	W	
				346.23	G	TBeg	K	
				300.00	H	TEnd	K	
stainless Solid type								
!-----				16	-----			
DUCT Pre-load FB								
sameas	2A	a Area	m <sup>2</sup>	1.6571E+5	A	p	Pa	
sameas	2B	b Perim	m	-80.151	B	Ph(p)	deg	
0.1000		c Length	m	0.54154	C	U	m <sup>3</sup> /s	
5.0000E-4		d Srough		-86.367	D	Ph(U)	deg	
				4.4604E+4	E	Htot	W	
				4.4604E+4	F	Edot	W	
ideal Solid type								
!-----				17	-----			
TBRANCH ACOUSTIC LOAD begin								
2.7049E+6	a	Re(Zb)	Pa-s/m <sup>3</sup> G	1.6571E+5	A	p	Pa	
0.0000	b	Im(Zb)	Pa-s/m <sup>3</sup>	-80.151	B	Ph(p)	deg	
				6.1263E-2	C	U	m <sup>3</sup> /s	
				-80.151	D	Ph(U)	deg	
				5075.8	E	HtotBr	W	
				5075.8	F	EdotBr	W	
				3.9528E+4	G	EdotTr	W	
!-----				18	-----			
HARDEND ACOUSTIC LOAD end								
0.0000	a	R(1/z)		1.6571E+5	A	p	Pa	
0.0000	b	I(1/z)		-80.151	B	Ph(p)	deg	
				6.1263E-2	C	U	m <sup>3</sup> /s	
				-80.151	D	Ph(U)	deg	
				5075.8	E	Htot	W	
				5075.8	F	Edot	W	
				0.14434	G	R(1/z)		
				3.3620E-18	H	I(1/z)		
!-----				19	-----			
DUCT Pre-stub FB								
sameas	2A	a Area	m <sup>2</sup>	1.6257E+5	A	p	Pa	
sameas	2B	b Perim	m	54.588	B	Ph(p)	deg	
2.8821		c Length	m	0.48321	C	U	m <sup>3</sup> /s	
5.0000E-4		d Srough		60.060	D	Ph(U)	deg	
				3.9099E+4	E	Htot	W	
				3.9099E+4	F	Edot	W	
stainless Solid type								
!-----				20	-----			
TBRANCH STUB begin								
677.90	a	Re(Zb)	Pa-s/m <sup>3</sup> G	1.6257E+5	A	p	Pa	
-3.3067E+5	b	Im(Zb)	Pa-s/m <sup>3</sup> G	54.588	B	Ph(p)	deg	
				0.49164	C	U	m <sup>3</sup> /s	
				144.47	D	Ph(U)	deg	
				81.927	E	HtotBr	W	
				81.927	F	EdotBr	W	
				3.9017E+4	G	EdotTr	W	
!-----				21	-----			
DUCT STUB								
sameas	2A	a Area	m <sup>2</sup>	2.5153E+5	A	p	Pa	
sameas	2B	b Perim	m	54.515	B	Ph(p)	deg	
0.6557		c Length	m G	2.7016E-5	C	U	m <sup>3</sup> /s	
5.0000E-4		d Srough		54.515	D	Ph(U)	deg	
				3.3977	E	Htot	W	
				3.3977	F	Edot	W	
ideal Solid type								
!-----				22	-----			
SURFACE STUB end surface								
sameas	2A	a Area	m <sup>2</sup>	2.5153E+5	A	p	Pa	
				54.515	B	Ph(p)	deg	
				1.3664E-14	C	U	m <sup>3</sup> /s	
				144.20	D	Ph(U)	deg	
				9.3417E-12	E	Htot	W	

```

ideal          Solid type          9.3417E-12 F Edot    W
!----- 23 -----
HARDEND      STUB end
0.0000 a R(1/z)      =23G      2.5153E+5 A |p|      Pa
0.0000 b I(1/z)      =23H      54.515 B Ph(p)    deg
1.3664E-14 C |U|      m^3/s
144.20 D Ph(U)      deg
9.3417E-12 E Htot      W
9.3417E-12 F Edot      W
1.1529E-16 G R(1/z)
2.1207E-14 H I(1/z)

!----- 24 -----
DUCT          Post-stub FB
sameas 2A a Area      m^2      1.0721E+5 A |p|      Pa
sameas 2B b Perim      m      1.6814E-11 B Ph(p)    deg
0.36797 c Length      m      0.72543 C |U|      m^3/s
5.0000E-4 d Srough      G      0.35878 D Ph(U)    deg
3.8887E+4 E Htot      W
3.8887E+4 F Edot      W

stainless      Solid type          3.8887E+4 F Edot    W
!----- 25 -----
UNION          Connection to Loop begin
5 a SegNum      1.0721E+5 A |p|      Pa
sameas 5A b |p|Sft Pa      =25A      1.6814E-11 B Ph(p)    deg
sameas 5B c Ph(p)S deg      =25B      2.3785E-13 C |U|      m^3/s
sameas 5I d TSoft K      =25G      82.220 D Ph(U)    deg
4.3656E-11 E Htot      W
1.7259E-9 F Edot      W
300.00 G T      K

!----- 26 -----
HARDEND      Loop end
0.0000 a R(1/z)      =26G      1.0721E+5 A |p|      Pa
0.0000 b I(1/z)      =26H      1.6814E-11 B Ph(p)    deg
2.3785E-13 C |U|      m^3/s
82.220 D Ph(U)      deg
4.3656E-11 E Htot      W
1.7259E-9 F Edot      W
1.1724E-13 G R(1/z)
8.5814E-13 H I(1/z)

!----- 27 -----
RPN          Target Lautrec number
0.5000 a =A?      0.5000      A ChngeMe
10d 11D /

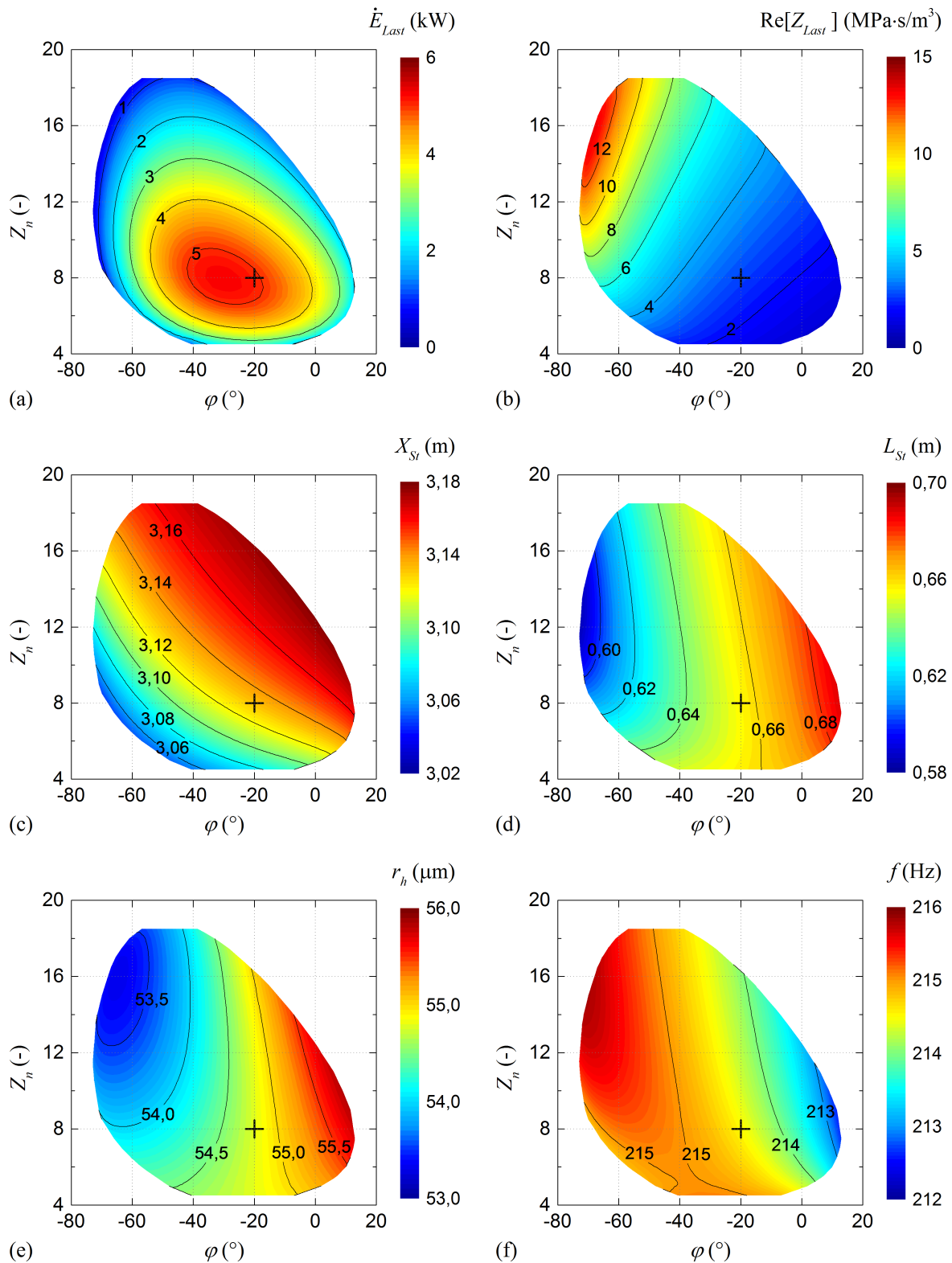
!----- 28 -----
RPN          Target efficiency (load/heat)
0.1000 a =A?      0.1000      A ChngeMe
17F 13e /

!----- 29 -----
RPN          Target dPh (phase difference in REG)
-20.00 a =A?      -20.00      A ChngeMe
10B 10D -

!----- 30 -----
RPN          Target Z.n (normalized impedance in REG)
8.0000 a =A?      8.0000      A ChngeMe
10A 10C / 11E 11F * 10a 10b * / /
! The restart information below was generated by a previous run
! and will be used by DeltaEC the next time it opens this file.
guessz 0b 0d 4a 4b 8a 9e 10d 13e 17a 20a 20b 21c 24c
xprecn 4.7213E-3 1.2623 3.5971 3.0990E-3 1.9905E-3 -0.19083
-2.2031E-10 9.4115E-2 -44.133 1.0040E-3 0.14425 8.9464E-7 -
4.6822E-6
targs 9f 13f 23a 23b 25b 25c 25d 26a 26b 27a 28a 29a 30a
! Plot start, end, and step values. May be edited if you wish.
! Outer Loop: | Inner Loop .

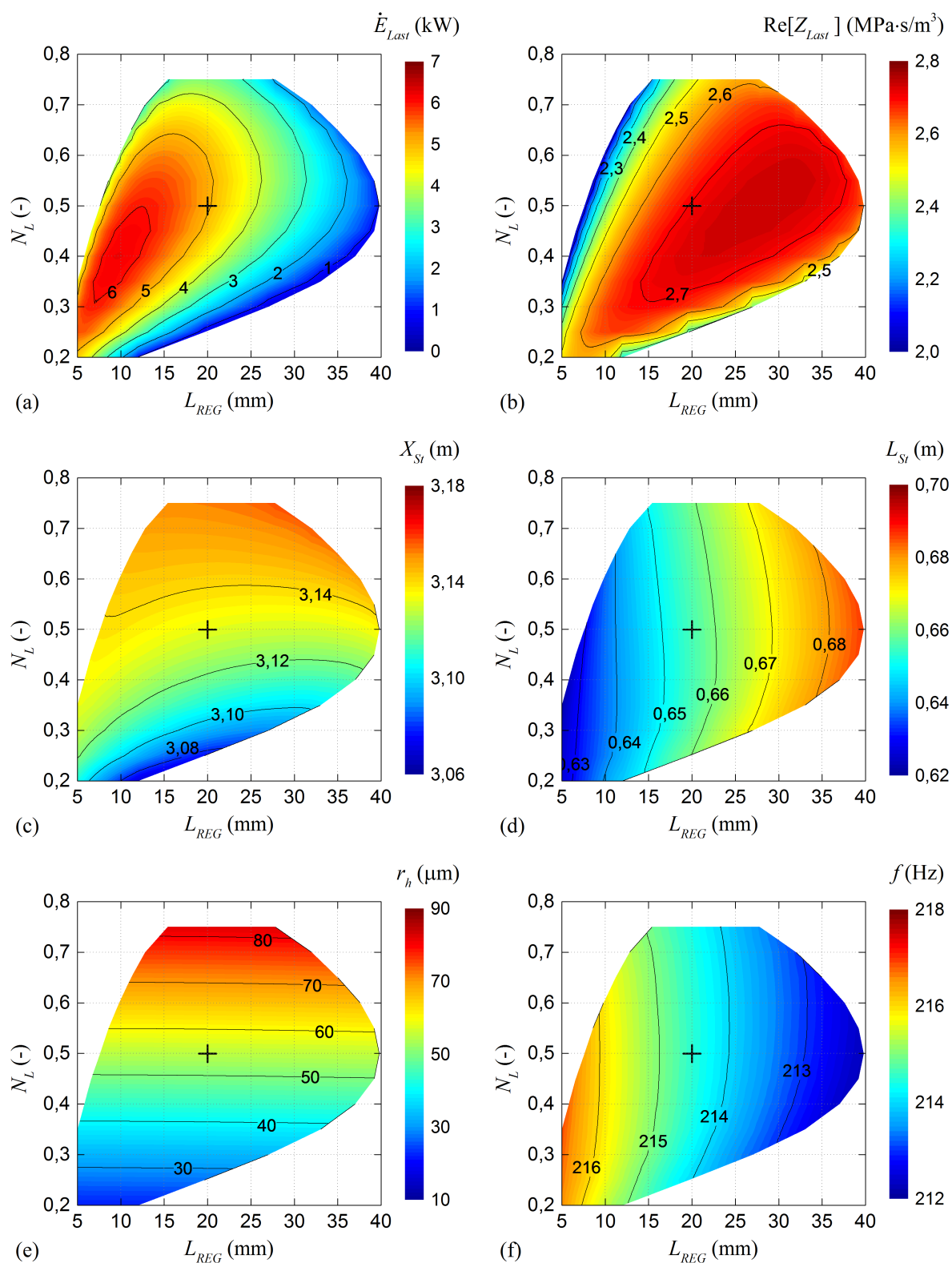
```

## A.2 Normalisierte Impedanz und Phasenverschiebung



**Abbildung A.1:** Einfluss der normalisierten Impedanz  $Z_n$  und der Phasenverschiebung  $\varphi$  in der Regeneratormitte auf (a) die von der Last entzogene akustische Leistung  $\dot{E}_{Last}$ , (b) den Realteil der Lastimpedanz  $\text{Re}[Z_{Last}]$ , (c) die Stutzenposition  $X_{St}$ , (d) die Stutzenlänge  $L_{St}$ , (e) den hydraulischen Radius des Regenerators  $r_h$  und (f) die Resonanzfrequenz  $f$

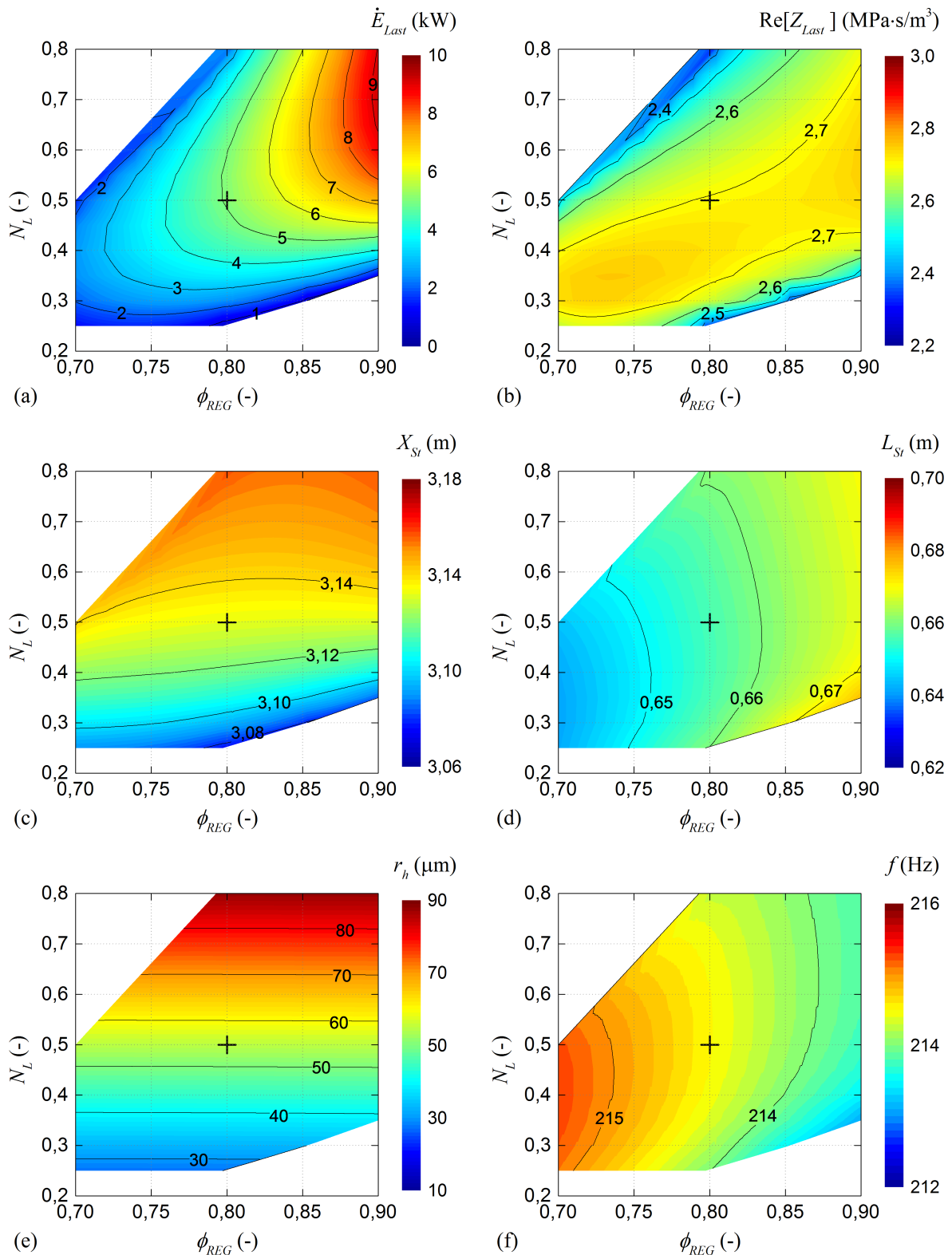
### A.3 Lautrec-Zahl und Länge des Regenerators



**Abbildung A.2:** Einfluss der Lautrec-Zahl  $N_L$  und der Länge des Regenerators  $L_{REG}$  auf (a) die von der Last entzogene akustische Leistung  $\dot{E}_{Last}$ , (b) den Realteil der Lastimpedanz  $\text{Re}[Z_{Last}]$ , (c) die Stutzenposition  $X_{St}$ , (d) die Stutzenlänge  $L_{St}$ , (e) den hydraulischen Radius des Regenerators  $r_h$  und (f) die Resonanzfrequenz  $f$

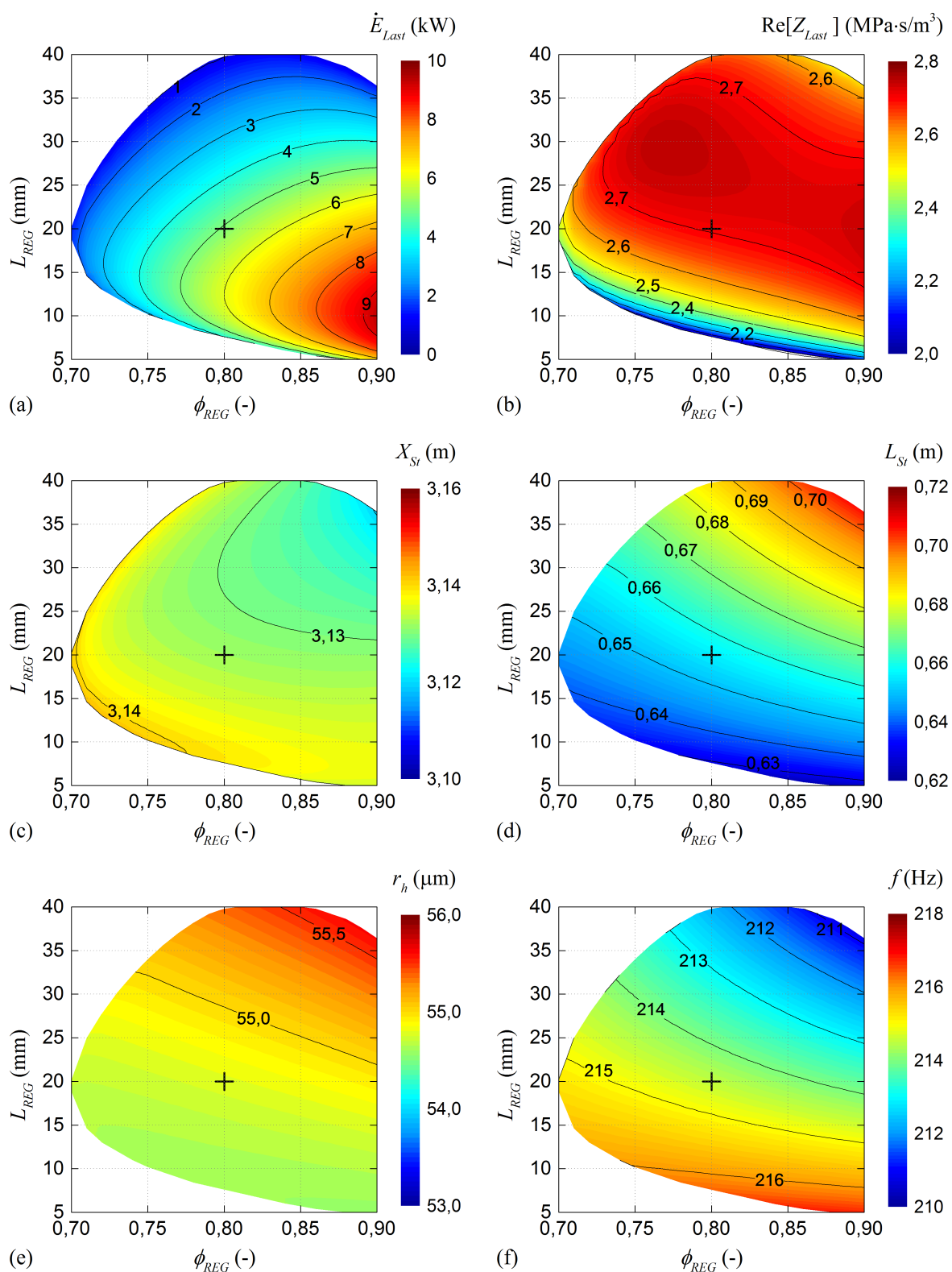


#### A.4 Lautrec-Zahl und Porosität des Regenerators



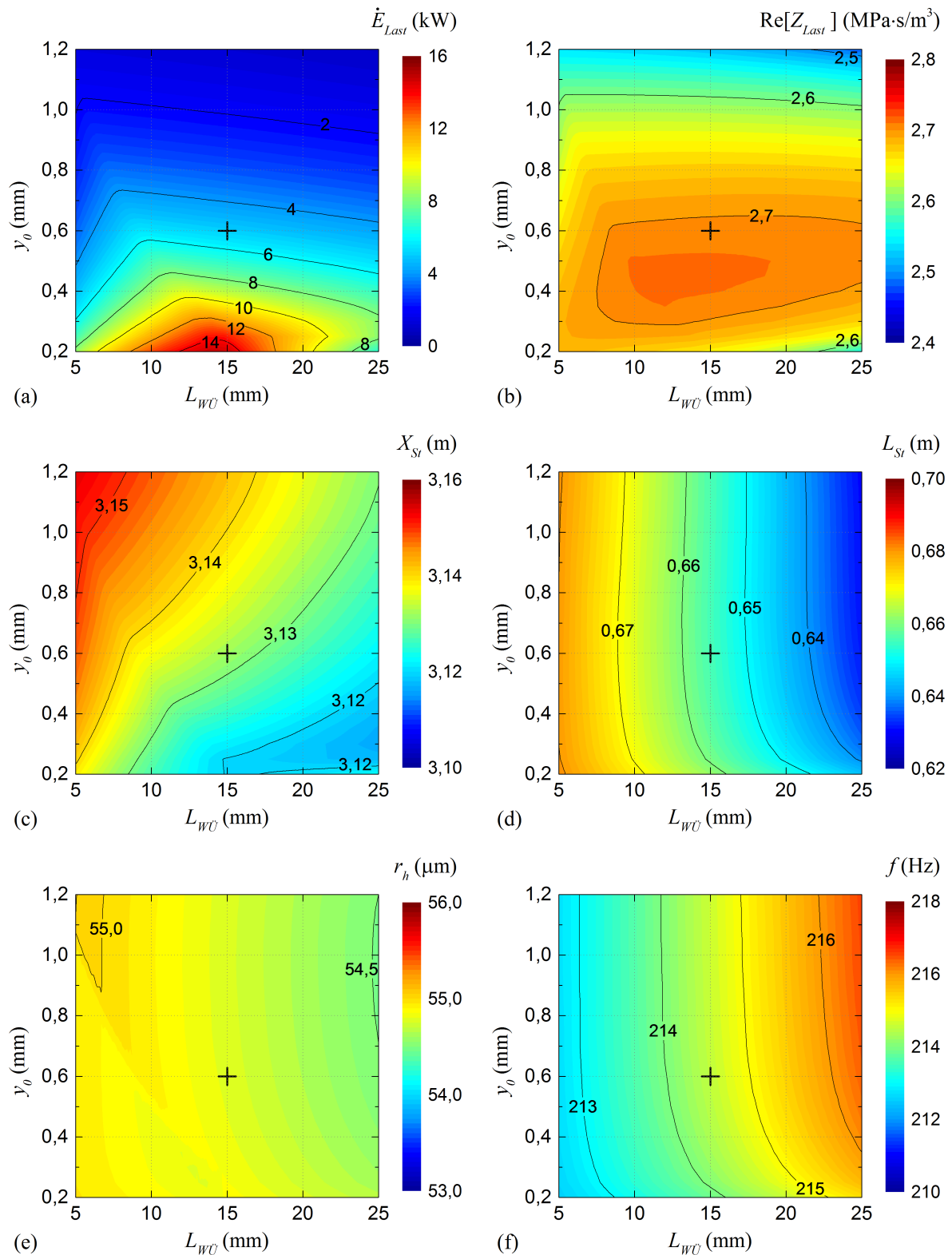
**Abbildung A.3:** Einfluss der Lautrec-Zahl  $N_L$  und der Porosität des Regenerators  $\phi_{REG}$  auf (a) die von der Last entzogene akustische Leistung  $\dot{E}_{Last}$ , (b) den Realteil der Lastimpedanz  $\text{Re}[Z_{Last}]$ , (c) die Stutzenposition  $X_{St}$ , (d) die Stutzenlänge  $L_{St}$ , (e) den hydraulischen Radius des Regenerators  $r_h$  und (f) die Resonanzfrequenz  $f$

## A.5 Länge und Porosität des Regenerators



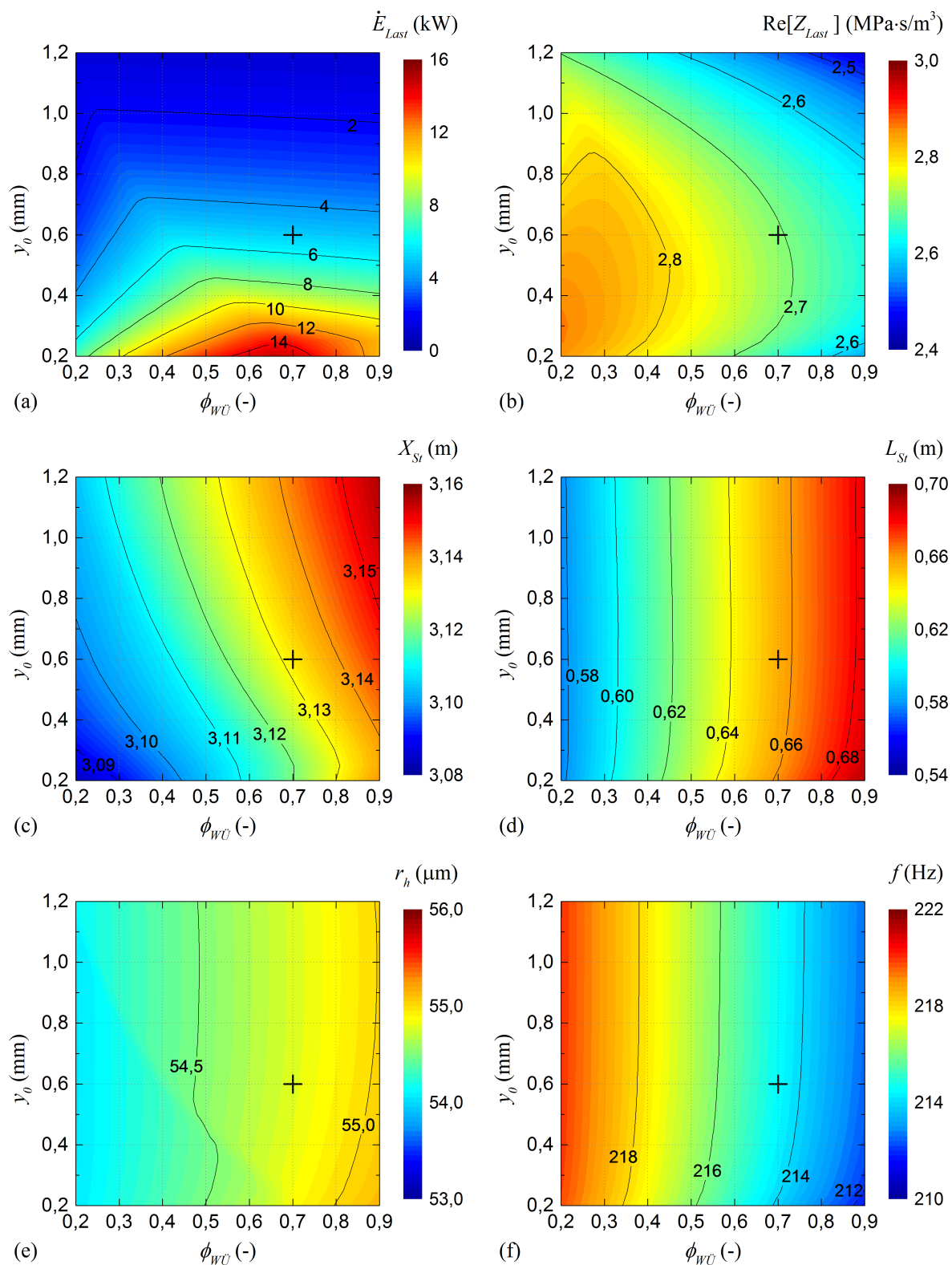
**Abbildung A.4:** Einfluss der Länge  $L_{REG}$  und Porosität  $\phi_{REG}$  des Regenerators auf (a) die von der Last entzogene akustische Leistung  $\dot{E}_{Last}$ , (b) den Realteil der Lastimpedanz  $\text{Re}[Z_{Last}]$ , (c) die Stutzenposition  $X_{St}$ , (d) die Stutzenlänge  $L_{St}$ , (e) den hydraulischen Radius des Regenerators  $r_h$  und (f) die Resonanzfrequenz  $f$

## A.6 Hydraulischer Radius und Länge der Wärmeübertrager



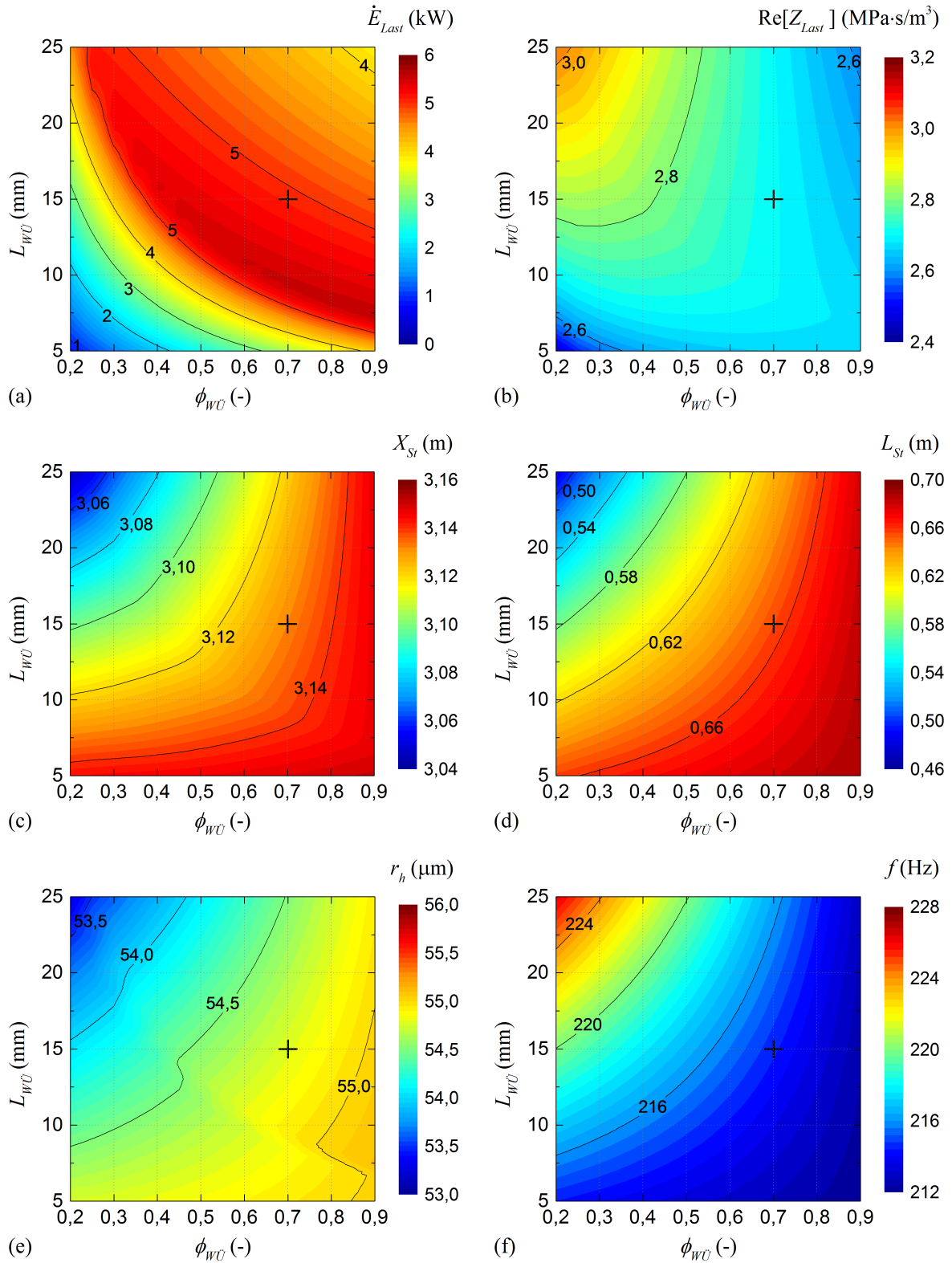
**Abbildung A.5:** Einfluss des hydraulischen Radius  $y_0$  und der Länge der Wärmeübertrager  $L_{WU}$  auf (a) die von der Last entzogene akustische Leistung  $\dot{E}_{Last}$ , (b) den Realteil der Lastimpedanz  $\text{Re}[Z_{Last}]$ , (c) die Stutzenposition  $X_{St}$ , (d) die Stutzenlänge  $L_{St}$ , (e) den hydraulischen Radius des Regenerators  $r_h$  und (f) die Resonanzfrequenz  $f$

## A.7 Hydraulischer Radius und Porosität der Wärmeübertrager



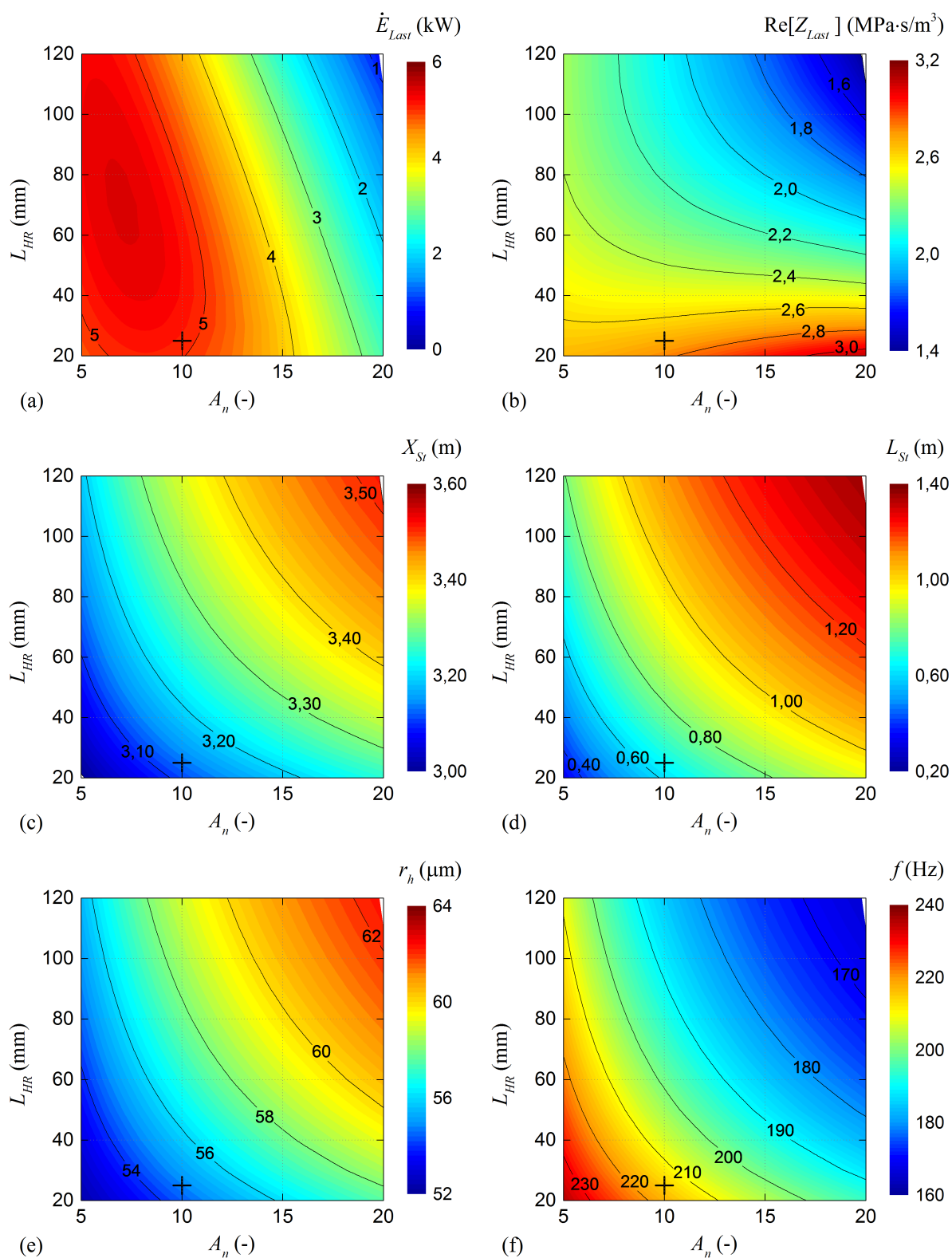
**Abbildung A.6:** Einfluss des hydraulischen Radius  $y_0$  und der Porosität der Wärmeübertrager  $\phi_{WU}$  auf (a) die von der Last entzogene akustische Leistung  $\dot{E}_{Last}$ , (b) den Realteil der Lastimpedanz  $Re[Z_{Last}]$ , (c) die Stutzenposition  $X_{St}$ , (d) die Stutzenlänge  $L_{St}$ , (e) den hydraulischen Radius des Regenerators  $r_h$  und (f) die Resonanzfrequenz  $f$

## A.8 Länge und Porosität der Wärmeübertrager



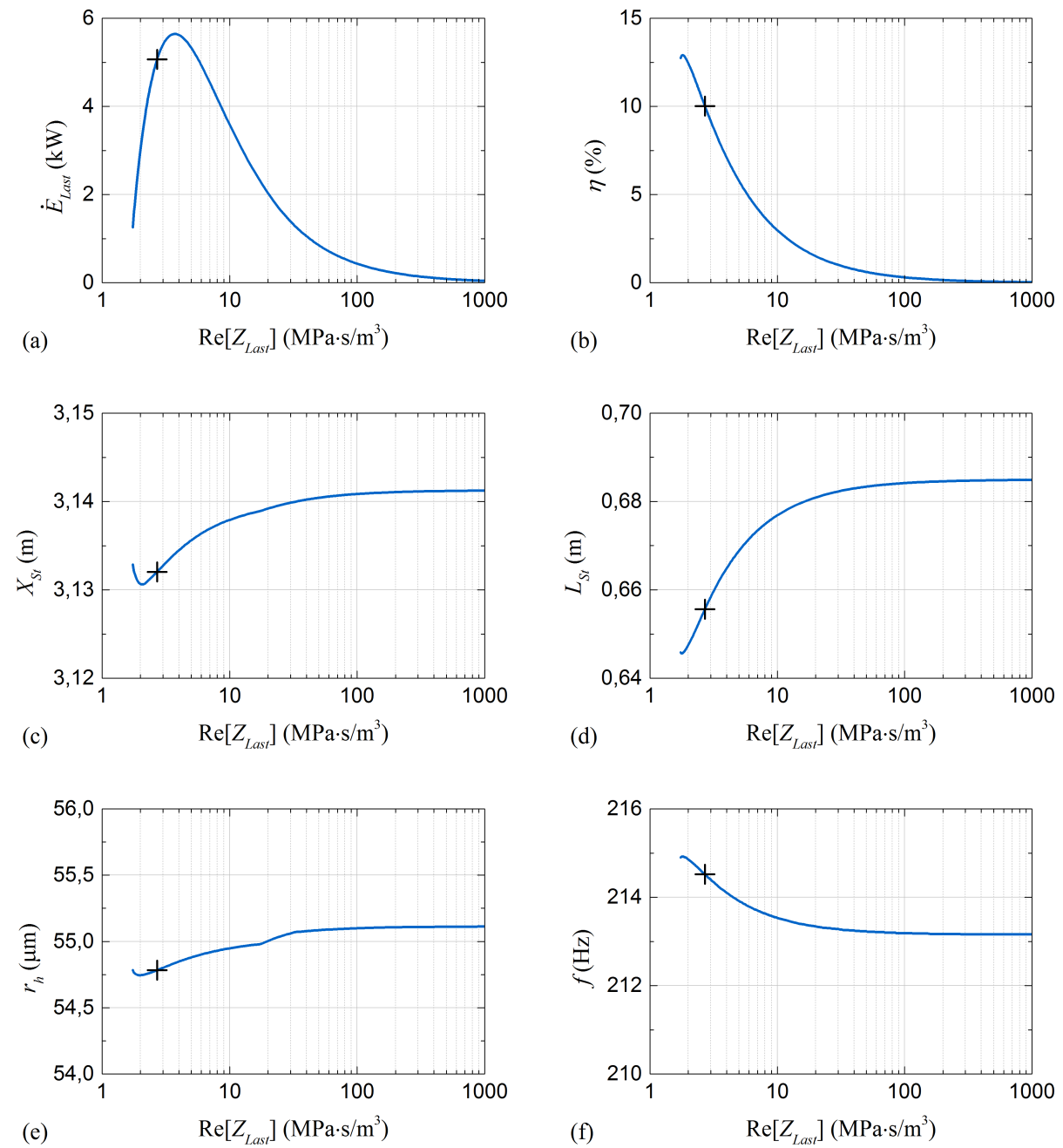
**Abbildung A.7:** Einfluss der Länge  $L_{WÜ}$  und Porosität der Wärmeübertrager  $\phi_{WÜ}$  auf (a) die von der Last entzogene akustische Leistung  $\dot{E}_{Last}$ , (b) den Realteil der Lastimpedanz  $\text{Re}[Z_{Last}]$ , (c) die Stutzenposition  $X_{St}$ , (d) die Stutzenlänge  $L_{St}$ , (e) den hydraulischen Radius des Regenerators  $r_h$  und (f) die Resonanzfrequenz  $f$

## A.9 Länge der Hohlräume und Flächenverhältnis



**Abbildung A.8:** Einfluss der Länge der Hohlräume im Kernabschnitt  $L_{HR}$  und des Flächenverhältnisses  $A_n$  auf (a) die von der Last entzogene akustische Leistung  $\dot{E}_{Last}$ , (b) den Realteil der Lastimpedanz  $\text{Re}[Z_{Last}]$ , (c) die Stutzenposition  $X_{St}$ , (d) die Stutzenlänge  $L_{St}$ , (e) den hydraulischen Radius des Regenerators  $r_h$  und (f) die Resonanzfrequenz  $f$

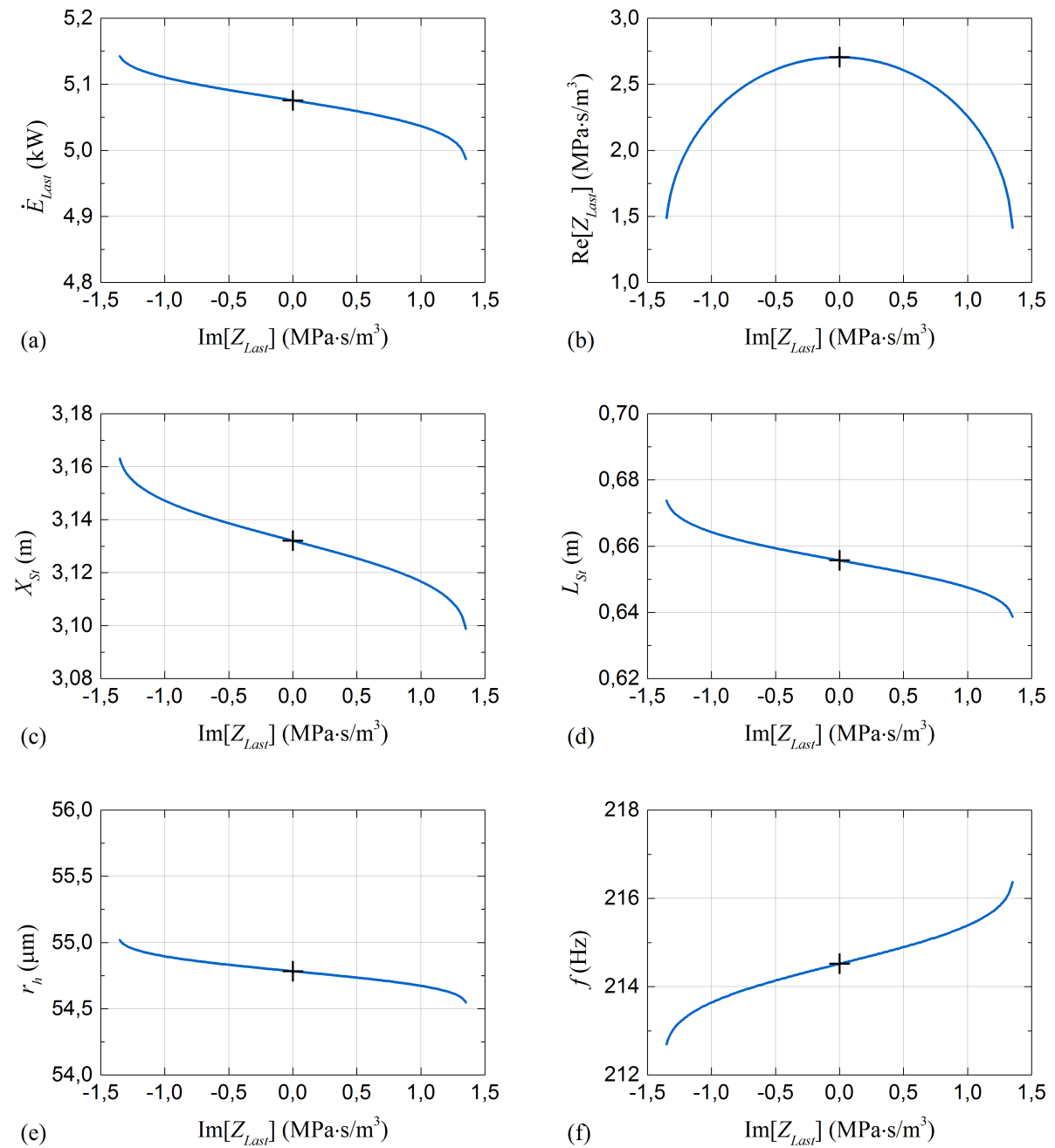
# A.10 Realteil der Lastimpedanz



**Abbildung A.9:** Einfluss des Realteils der Lastimpedanz  $\text{Re}[Z_{Last}]$  auf (a) die von der Last entzogene akustische Leistung  $\dot{E}_{Last}$ , (b) den Wirkungsgrad  $\eta$ , (c) die Stutzenposition  $X_{St}$ , (d) die Stutzenlänge  $L_{St}$ , (e) den hydraulischen Radius des Regenerators  $r_h$  und (f) die Resonanzfrequenz  $f$



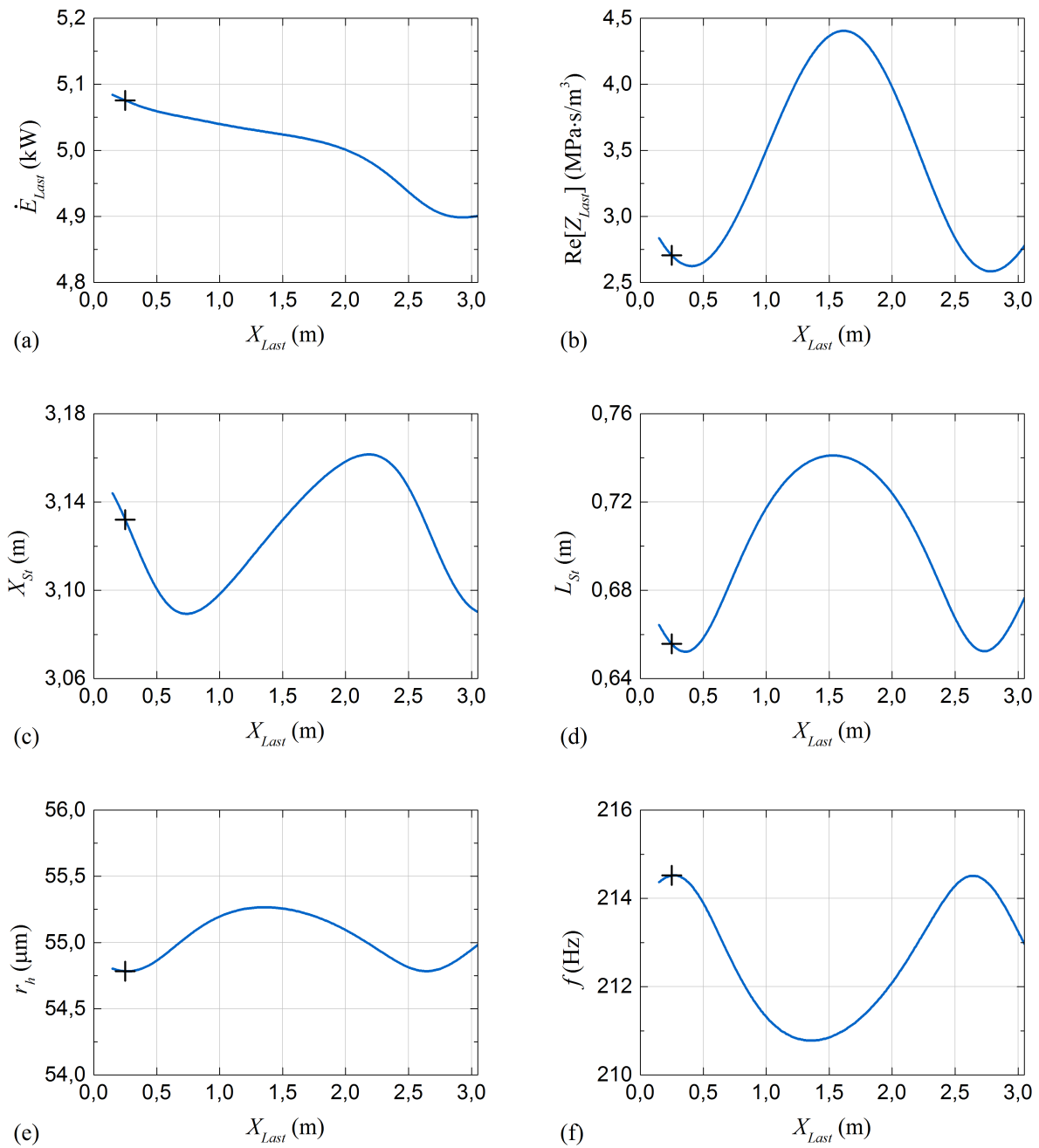
### A.11 Imaginärteil der Lastimpedanz



**Abbildung A.10:** Einfluss des Imaginärteils der Lastimpedanz  $Im[Z_{Last}]$  auf (a) die von der Last entzogene akustische Leistung  $\dot{E}_{Last}$ , (b) den Realteil der Lastimpedanz  $Re[Z_{Last}]$ , (c) die Stutzenposition  $X_{St}$ , (d) die Stutzenlänge  $L_{St}$ , (e) den hydraulischen Radius des Regenerators  $r_h$  und (f) die Resonanzfrequenz  $f$

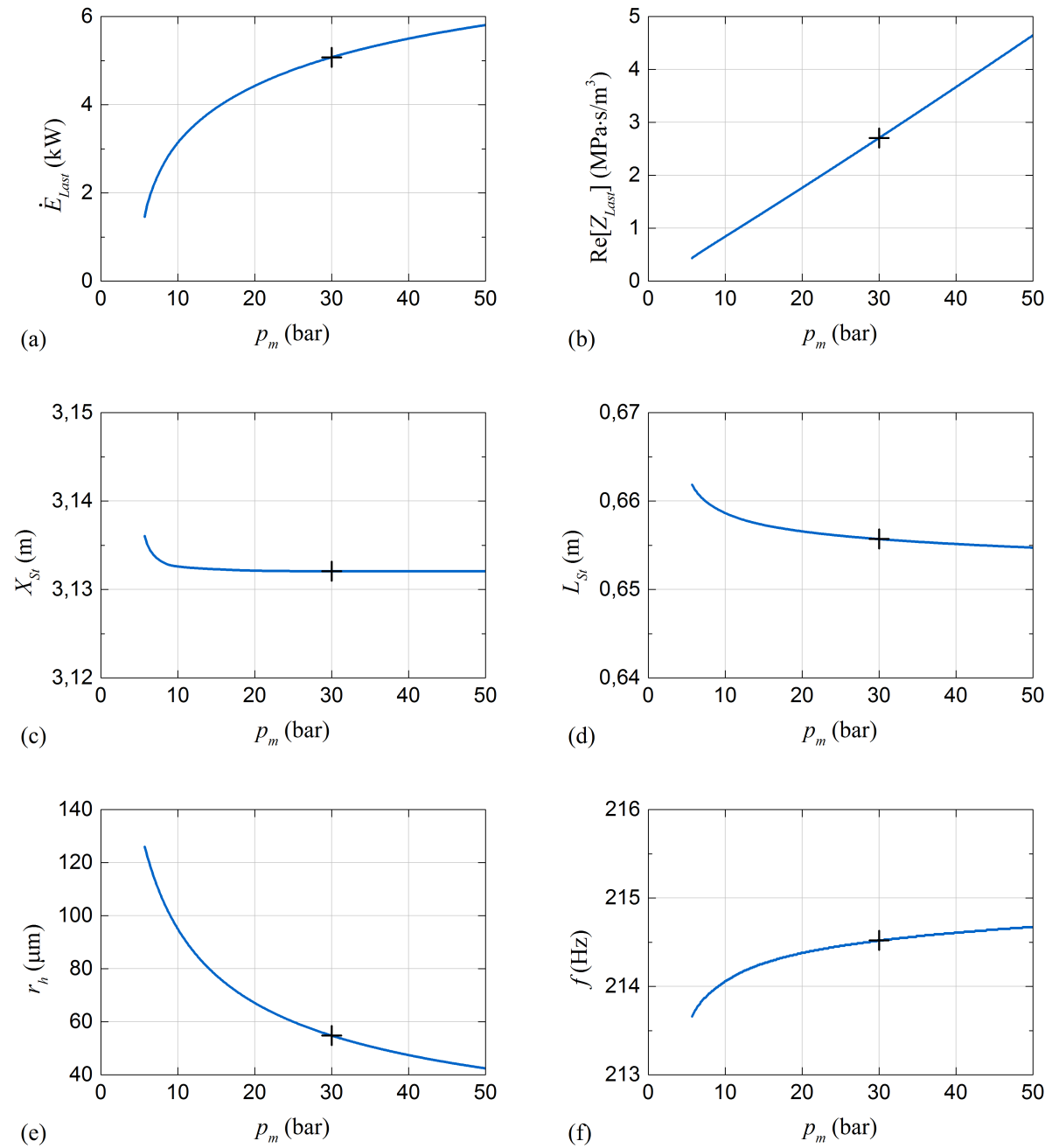


## A.12 Position der Last



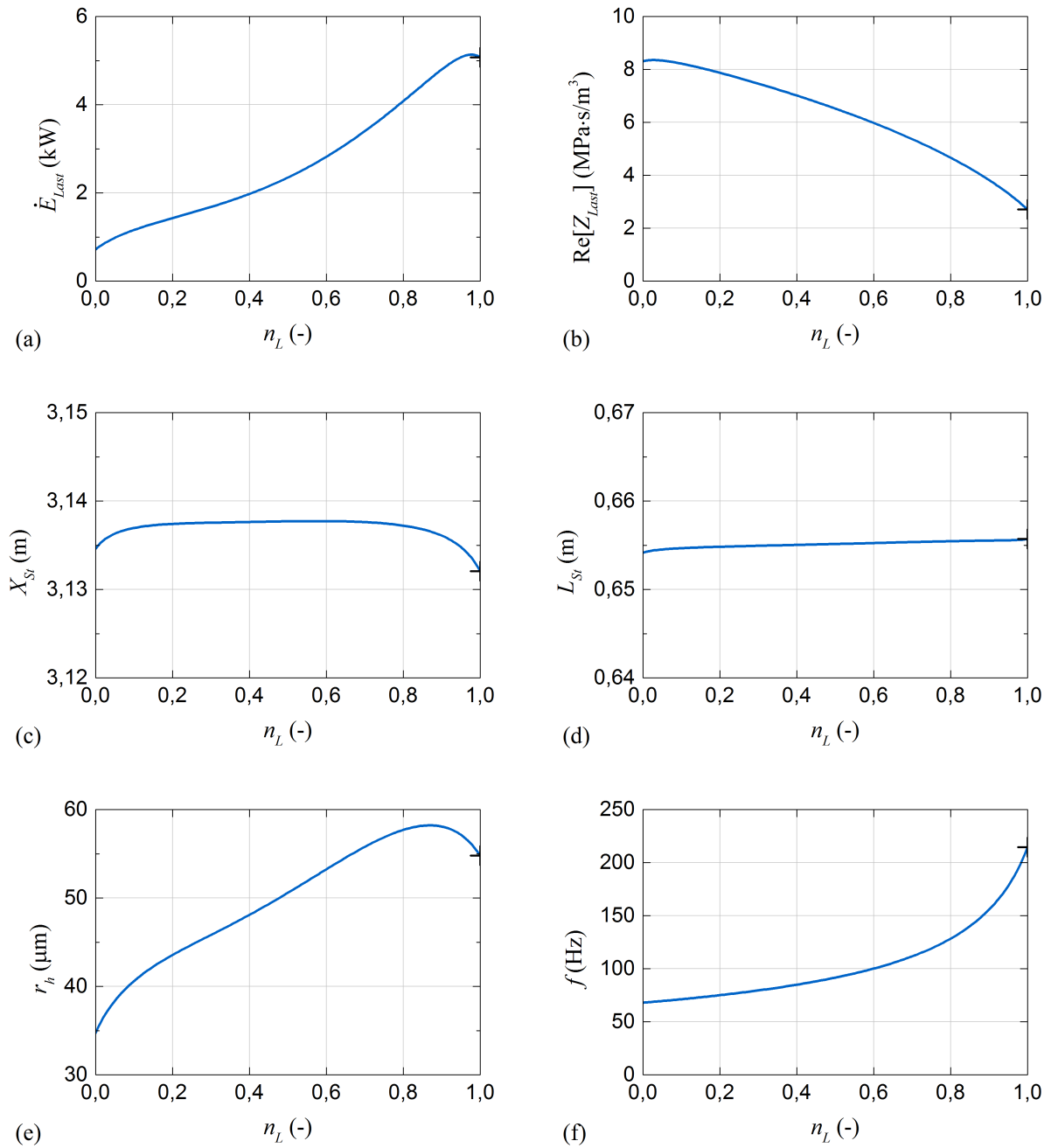
**Abbildung A.11:** Einfluss der Lastposition  $X_{Last}$  auf (a) die von der Last entzogene akustische Leistung  $\dot{E}_{Last}$ , (b) den Realteil der Lastimpedanz  $\text{Re}[Z_{Last}]$ , (c) die Stützenposition  $X_{St}$ , (d) die Stützenlänge  $L_{St}$ , (e) den hydraulischen Radius des Regenerators  $r_h$  und (f) die Resonanzfrequenz  $f$

## A.13 Betriebsdruck



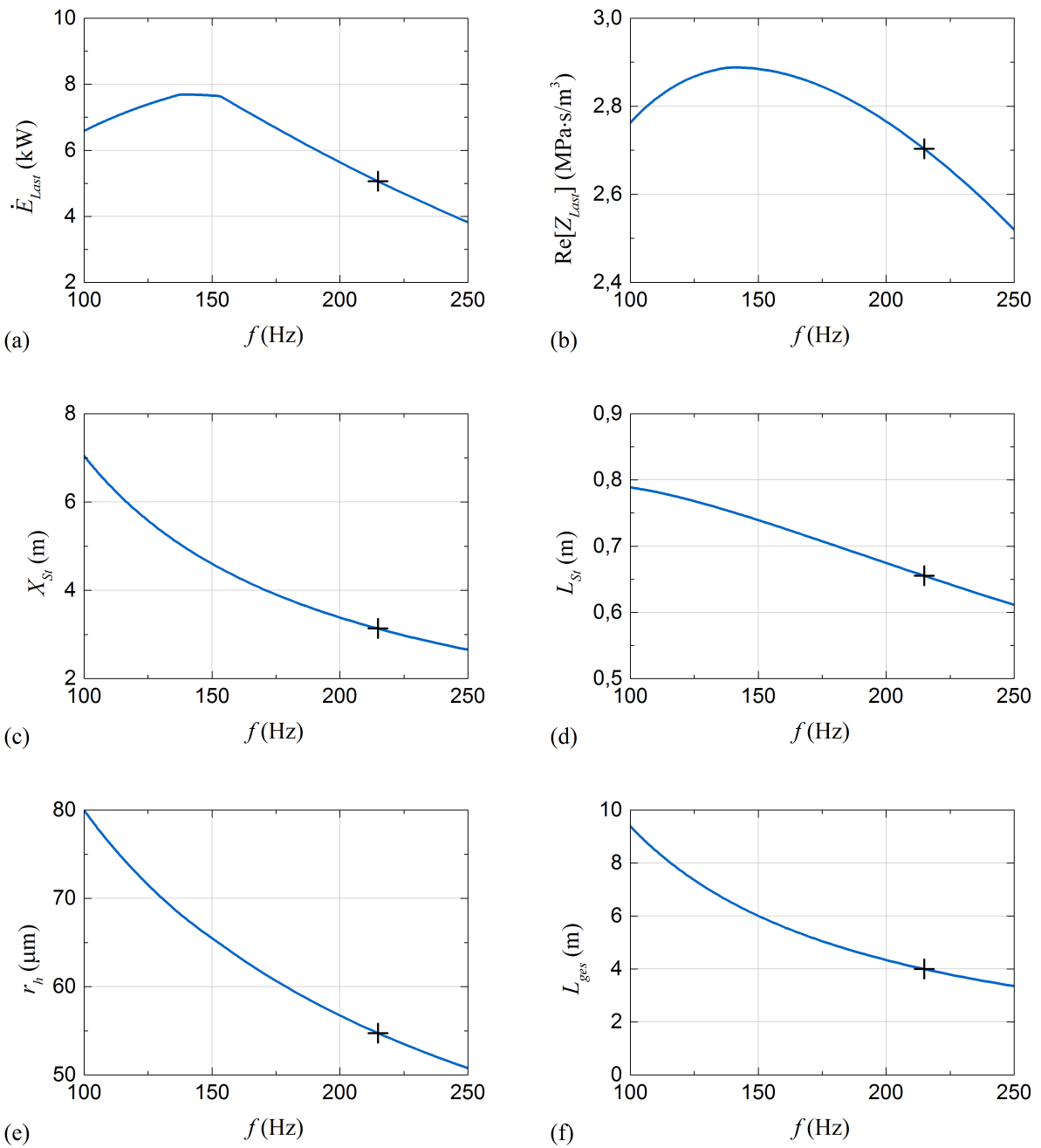
**Abbildung A.12:** Einfluss des Betriebsdrucks  $p_m$  auf (a) die von der Last entzogene akustische Leistung  $\dot{E}_{Last}$ , (b) den Realteil der Lastimpedanz  $\text{Re}[Z_{Last}]$ , (c) die Stutzenposition  $X_{St}$ , (d) die Stutzenlänge  $L_{St}$ , (e) den hydraulischen Radius des Regenerators  $r_h$  und (f) die Resonanzfrequenz  $f$

# A.14 Molmasseanteil von Helium an einem Helium-Argon Gasmisch



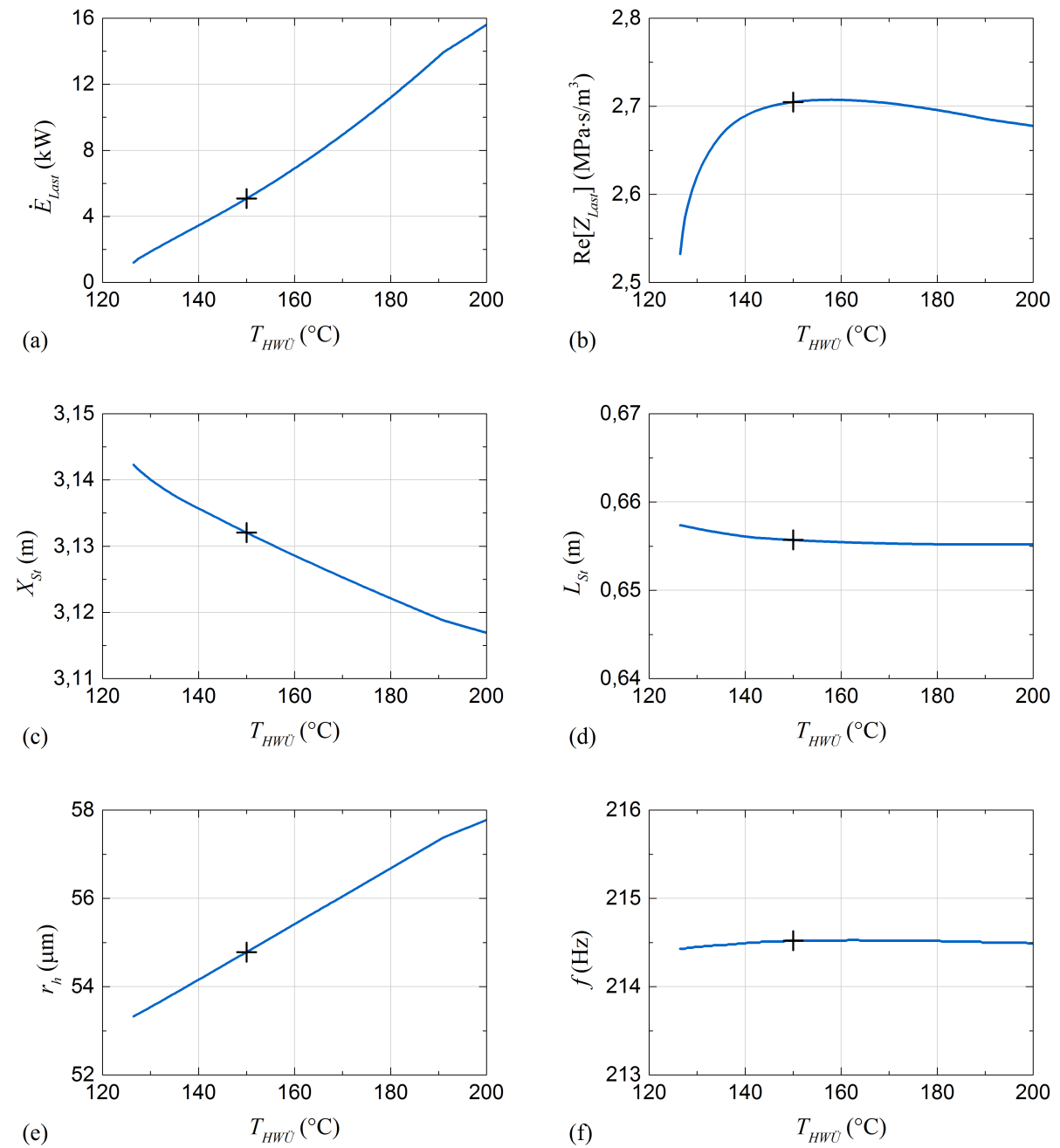
**Abbildung A.13:** Einfluss des Molmasseanteils von Helium an einem Helium-Argon Gasmisch  $n_L$  auf (a) die von der Last entzogene akustische Leistung  $\dot{E}_{Last}$ , (b) den Realteil der Lastimpedanz  $\text{Re}[Z_{Last}]$ , (c) die Stutzenposition  $X_{St}$ , (d) die Stutzenlänge  $L_{St}$ , (e) den hydraulischen Radius des Regenerators  $r_h$  und (f) die Resonanzfrequenz  $f$

## A.15 Resonanzfrequenz



**Abbildung A.14:** Einfluss der Resonanzfrequenz  $f$  auf (a) die von der Last entzogene akustische Leistung  $\dot{E}_{Last}$ , (b) den Realteil der Lastimpedanz  $\text{Re}[Z_{Last}]$ , (c) die Stutzenposition  $X_{St}$ , (d) die Stutzenlänge  $L_{St}$ , (e) den hydraulischen Radius des Regenerators  $r_h$  und (f) die Gesamtlänge des Systems  $L_{ges}$

# A.16 Temperatur des heißseitigen Wärmeübertragers

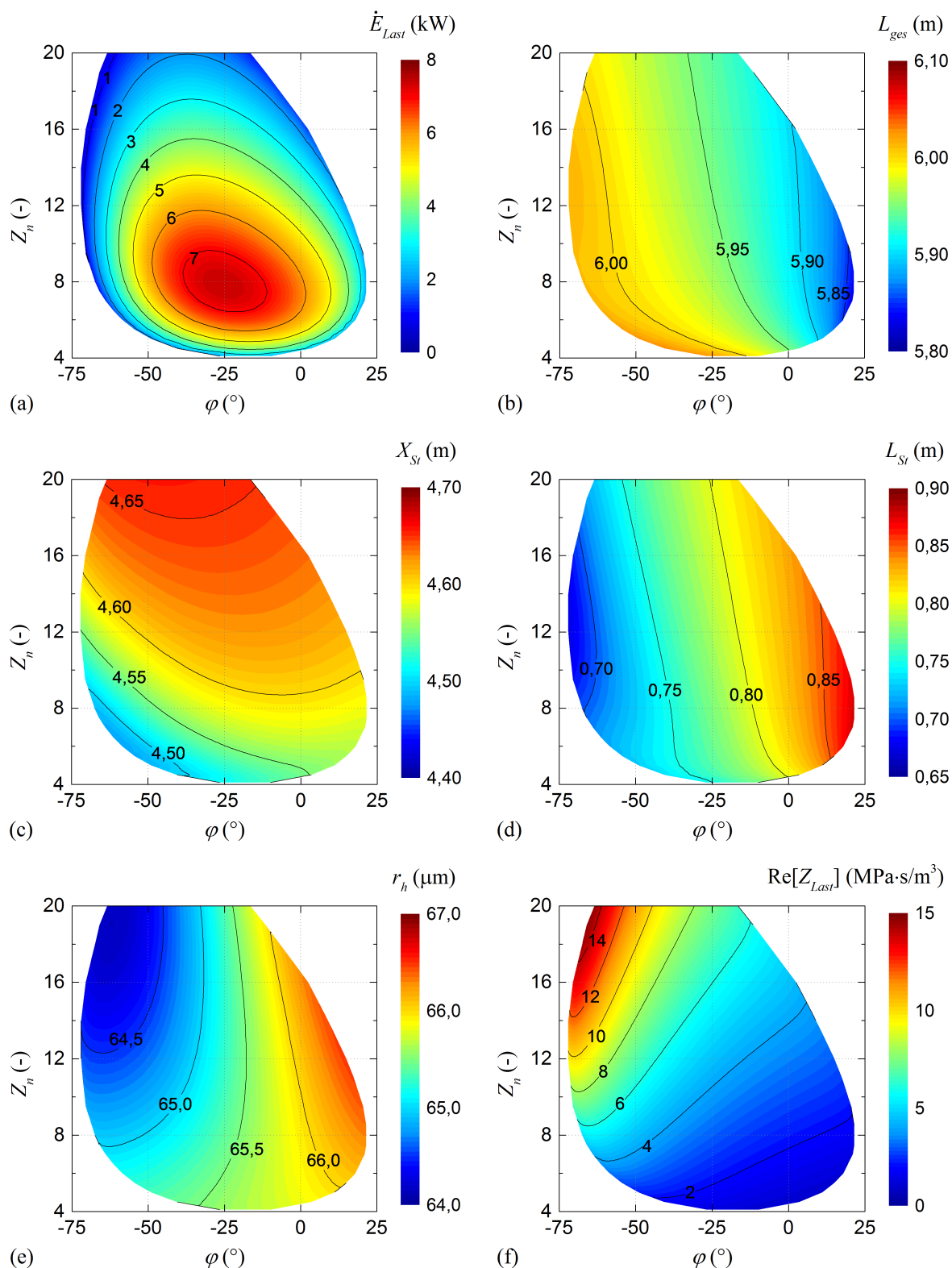


**Abbildung A.15:** Einfluss der Temperatur des heißseitigen Wärmeübertragers  $T_{HWÜ}$  auf (a) die von der Last entzogene akustische Leistung  $\dot{E}_{Last}$ , (b) den Realteil der Lastimpedanz  $\text{Re}[Z_{Last}]$ , (c) die Stutzenposition  $X_{St}$ , (d) die Stutzenlänge  $L_{St}$ , (e) den hydraulischen Radius des Regenerators  $r_h$  und (f) die Gesamtlänge des Systems  $L_{ges}$



## **B   Simulationsergebnisse der akustischen Anpassungsmethoden**

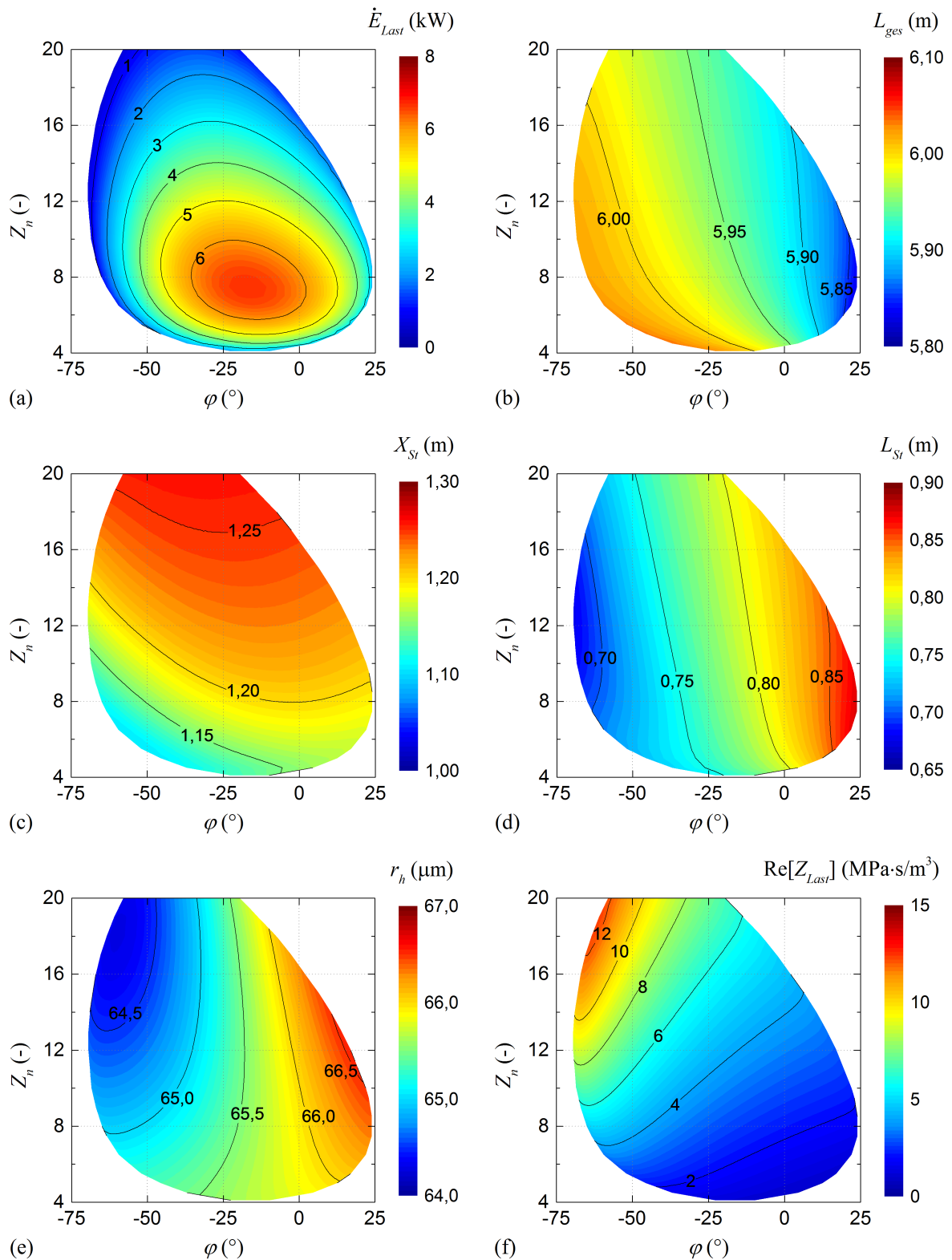
### B.1 Stutzen bei der $\frac{3}{4}\lambda$ Position ( $Z_n$ - $\varphi$ )



**Abbildung B.1:** Einfluss von normalisierter Impedanz  $Z_n$  und Phasenverschiebung  $\varphi$  (Regeneratormitte) für das System mit Stutzen bei der  $\frac{3}{4}\lambda$  Position auf (a) die von der Last entzogene akustische Leistung  $\dot{E}_{Last}$ , (b) die Gesamtlänge des Systems  $L_{ges}$ , (c) die Stutzenposition  $X_{St}$ , (d) die Stutzenlänge  $L_{St}$ , (e) den hydraulischen Radius des Regenerators  $r_h$  und (f) den Realteil der Lastimpedanz  $\text{Re}[Z_{Last}]$

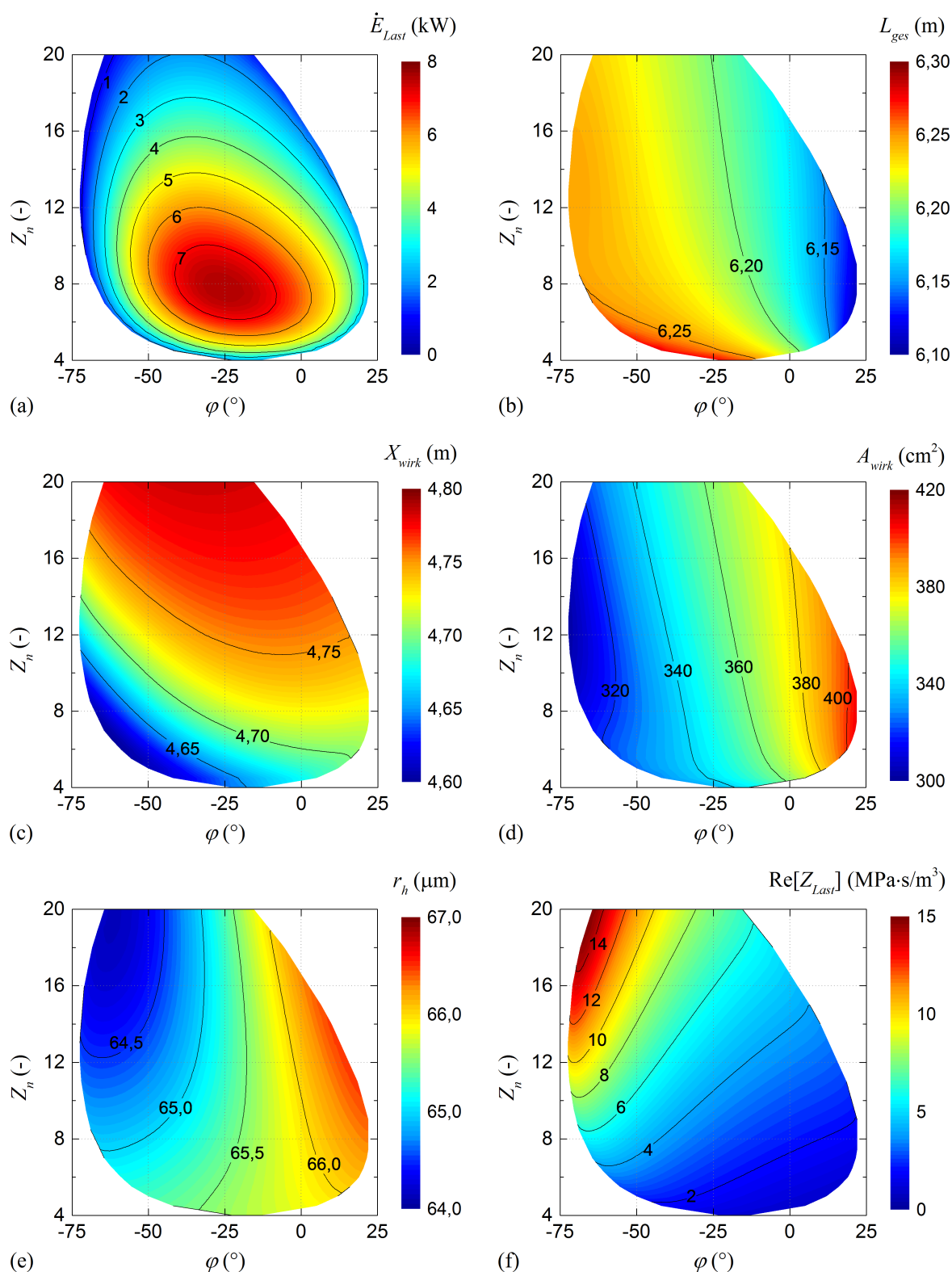


## B.2 Stutzen bei der $\frac{1}{4}\lambda$ Position ( $Z_n - \varphi$ )

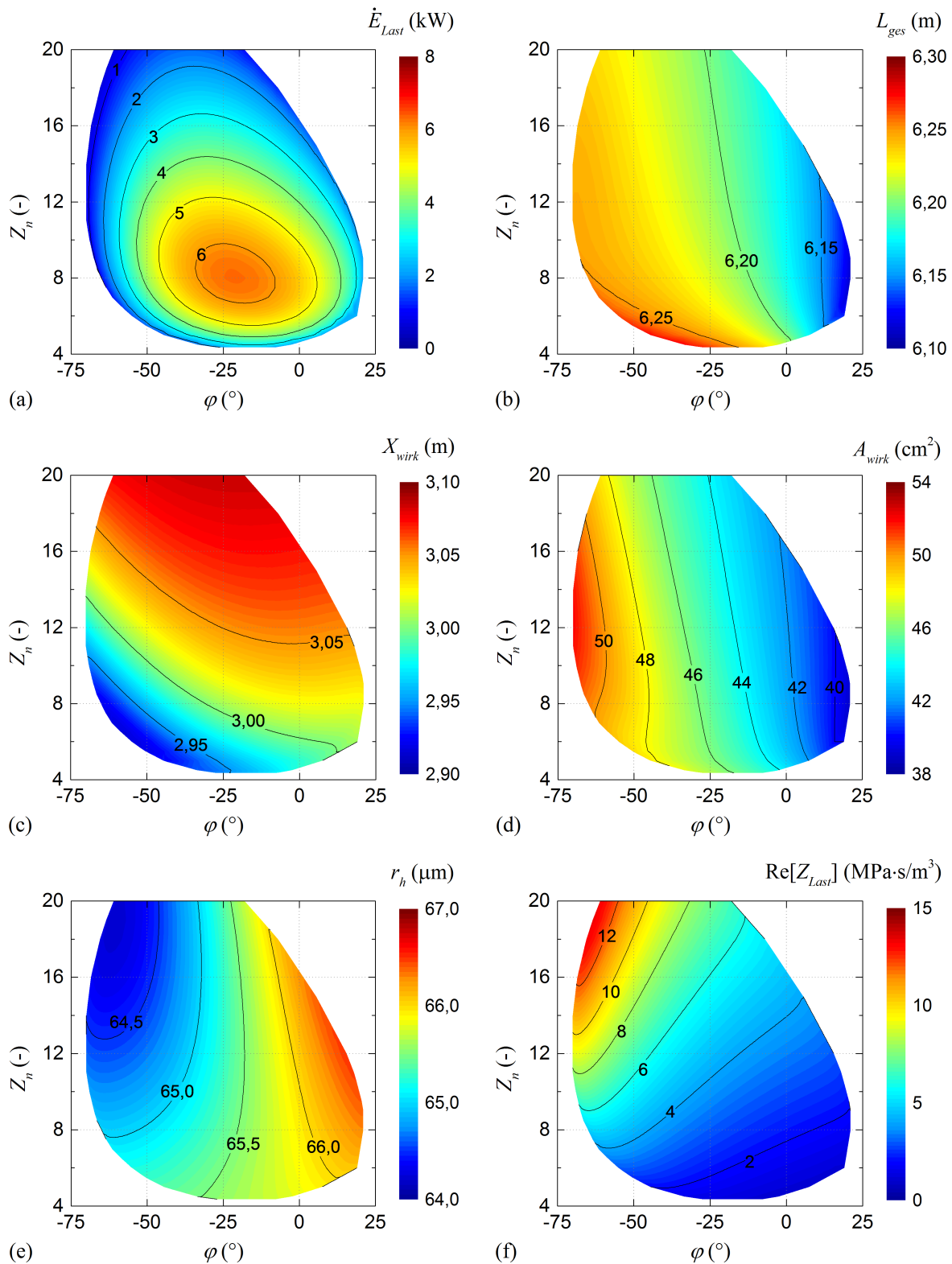


**Abbildung B.2:** Einfluss von normalisierter Impedanz  $Z_n$  und Phasenverschiebung  $\varphi$  (Regeneratormitte) für das System mit Stutzen bei der  $\frac{1}{4}\lambda$  Position auf (a) die von der Last entzogene akustische Leistung  $\dot{E}_{Last}$ , (b) die Gesamtlänge des Systems  $L_{ges}$ , (c) die Stutzenposition  $X_{St}$ , (d) die Stutzenlänge  $L_{St}$ , (e) den hydraulischen Radius des Regenerators  $r_h$  und (f) den Realteil der Lastimpedanz  $\text{Re}[Z_{Last}]$

### B.3 Kompressibel wirkenden Rohrabschnitt bei der $\frac{3}{4}\lambda$ Position ( $Z_n - \varphi$ )



**Abbildung B.3:** Einfluss von normalisierter Impedanz  $Z_n$  und Phasenverschiebung  $\varphi$  (Regeneratormitte) für das System mit kompressiblem Rohrabschnitt bei der  $\frac{3}{4}\lambda$  Position auf (a) die von der Last entzogene akustische Leistung  $\dot{E}_{Last}$ , (b) die Gesamtlänge des Systems  $L_{ges}$ , (c) die Position des wirkamen Elements  $X_{wirk}$ , (d) die Querschnittsfläche des wirkamen Elements  $A_{wirk}$ , (e) den hydraulischen Radius des Regenerators  $r_h$  und (f) den Realteil der Lastimpedanz  $\text{Re}[Z_{Last}]$

**B.4 Träge wirkender Rohrabchnitt bei der  $\frac{1}{2} \lambda$  Position ( $Z_n - \varphi$ )**


**Abbildung B.4:** Einfluss von normalisierter Impedanz  $Z_n$  und Phasenverschiebung  $\varphi$  (Regeneratormitte) für das System mit trägem Rohrabchnitt bei der  $\frac{1}{2} \lambda$  Position auf (a) die von der Last entzogene akustische Leistung  $\dot{E}_{Last}$ , (b) die Gesamtlänge des Systems  $L_{ges}$ , (c) die Position des wirkenden Elements  $X_{wirk}$ , (d) die Querschnittsfläche des wirkenden Elements  $A_{wirk}$ , (e) den hydraulischen Radius des Regenerators  $r_h$  und (f) den Realteil der Lastimpedanz  $\text{Re}[Z_{Last}]$



## C Simulationsergebnisse mehrstufiger Systeme

### C.1 DeltaEC Simulationsmodell

```

TITLE      3stages_symmetric
!-
!----- 0 -----
BEGIN      HELIUM 3MPa
3.0000E+6  a Mean P Pa
150.00     b Freq Hz
300.00     c TBeg K
2.1538E+5  d |p| Pa G
0.0000     e Ph(p) deg
0.63267    f |U| m^3/s G
27.958     g Ph(U) deg G
1.0000     j nL
HeAr       Gas type
!----- 1 -----
RPN        Enter TAC diameter (calculates area and perimeter of TAC)
0.4000     a G or T
0.12566    A TAC A
1.2566     B TAC P
inp pi * inp sqrd pi * 4 /
!----- 2 -----
RPN        Enter area ratio (calculates area and perimeter of FB)
10.000     a G or T
1.2566E-2  A FB A
0.39738    B FB P
1A inp / 4 * pi / 0.5 ^ pi * 1A inp /
!----- 3 -----
ANCHOR     H.tot anchored to E.dot
!Assumption: Thermal power due to acoustic dissipation leaves system
!locally through the other wise perfectly insulated tubes
!----- 4 -----
DUCT       FB1: Pre-TAC
sameas     2A a Area m^2
2.3581E+5  A |p| Pa
sameas     2B b Perim m
-9.562     B Ph(p) deg
0.1950     c Length m
0.58229    C |U| m^3/s
5.0000E-4  d Srough
19.321     D Ph(U) deg
6.0115E+4  E Htot W
6.0115E+4  F Edot W
stainless   Solid type
!----- 5 -----
DUCT       Pre-TAC-Volume
sameas     1A a Area m^2
2.3600E+5  A |p| Pa
sameas     1B b Perim m
-9.6737    B Ph(p) deg
2.5000E-2  c Length m
0.52895    C |U| m^3/s
5.0000E-4  d Srough
5.9543     D Ph(U) deg
6.0109E+4  E Htot W
6.0109E+4  F Edot W
ideal       Solid type
!----- 6 -----
RPN        Guess T.gas for targeted T.solid in AHX
317.04     a G or T G
317.04     A ChngMe
inp =Tm
!----- 7 -----
HX         AHX
sameas     1A a Area m^2
2.3606E+5  A |p| Pa
0.7000     b GasA/A
-9.8058    B Ph(p) deg
2.0000E-2  c Length m
0.50756    C |U| m^3/s
6.0000E-4  d y0 m
-2.9933    D Ph(U) deg
-7.0763E+4 e HeatIn W G
-1.0654E+4 E Htot W
288.00     f SolidT K =7H
5.9485E+4  F Edot W
317.04     G GasT K
copper      Solid type
288.00     H SolidT K
!----- 8 -----

```

```

STKSCREEN  REG (1st half)
sameas 1A a Area m^2 2.3229E+5 A |p| Pa
0.8000 b VolPor -9.8994 B Ph(p) deg
1.0000E-2 c Length m 0.55834 C |U| m^3/s
6.6031E-5 d rh m -11.475 D Ph(U) deg
0.2000 e ksFrac -1.0654E+4 E Htot W
6.4823E+4 F Edot W
317.04 G TBeg K
357.01 H TEnd K

stainless solid type
!----- 9 -----
RPN Get Z.n, Z, T.m, d.k, a, rho and dPh at REG centre
0.0000 a G or T 9.2998 A Zeta
4.4735E+4 B Z
357.01 C T.m
1.3206E-4 D d.k
1111.8 E a
4.0451 F rho
1.5754 G dPh

8B 8D - rho a dk Tm rho a * 8a 8b * / sto 8A 8C / rc1 /
!----- 10 -----
STKSCREEN  REG (2nd half)
sameas 8a a Area m^2 2.2796E+5 A |p| Pa
sameas 8b b VolPor -9.8499 B Ph(p) deg
sameas 8c c Length m 0.61683 C |U| m^3/s
sameas 8d d rh m -18.974 D Ph(U) deg
sameas 8e e ksFrac -1.0654E+4 E Htot W
6.9417E+4 F Edot W
357.01 G TBeg K
395.02 H TEnd K

stainless solid type
!----- 11 -----
HX HHX
sameas 1A a Area m^2 2.2779E+5 A |p| Pa
sameas 7b b GasA/A -9.9775 B Ph(p) deg
sameas 7c c Length m 0.62903 C |U| m^3/s
sameas 7d d y0 m -26.423 D Ph(U) deg
7.9451E+4 e HeatIn W 6.8797E+4 E Htot W
423.00 f SolidT K =11H 6.8711E+4 F Edot W
395.02 G GasT K
423.00 H SolidT K

copper solid type
!----- 12 -----
STKDUCT Post-TAC-Volume (TBT 1st part)
sameas 1A a Area m^2 2.2760E+5 A |p| Pa
sameas 1B b Perim m -10.089 B Ph(p) deg
sameas 5c c Length m 0.67945 C |U| m^3/s
1.0000E-3 d wallA m^2 -37.402 D Ph(U) deg
6.8797E+4 E Htot W
6.8702E+4 F Edot W
395.02 G TBeg K
345.26 H TEnd K

stainless solid type
!----- 13 -----
STKDUCT TBT 2nd part
sameas 2A a Area m^2 2.0942E+5 A |p| Pa
sameas 2B b Perim m -19.823 B Ph(p) deg
0.1750 c Length m 0.71918 C |U| m^3/s
1.0000E-3 d wallA m^2 -44.07 D Ph(U) deg
6.8797E+4 E Htot W
6.8662E+4 F Edot W
345.26 G TBeg K
300.00 H TEnd K

stainless solid type
!----- 14 -----
RPN Target Temperature
sameas 0c a =A? 300.00 A ChngeMe
13H
!----- 15 -----
DUCT FB2: Pre-load
sameas 2A a Area m^2 2.0729E+5 A |p| Pa
sameas 2B b Perim m -21.129 B Ph(p) deg
2.0000E-2 c Length m 0.72318 C |U| m^3/s
5.0000E-4 d Srough -44.79 D Ph(U) deg

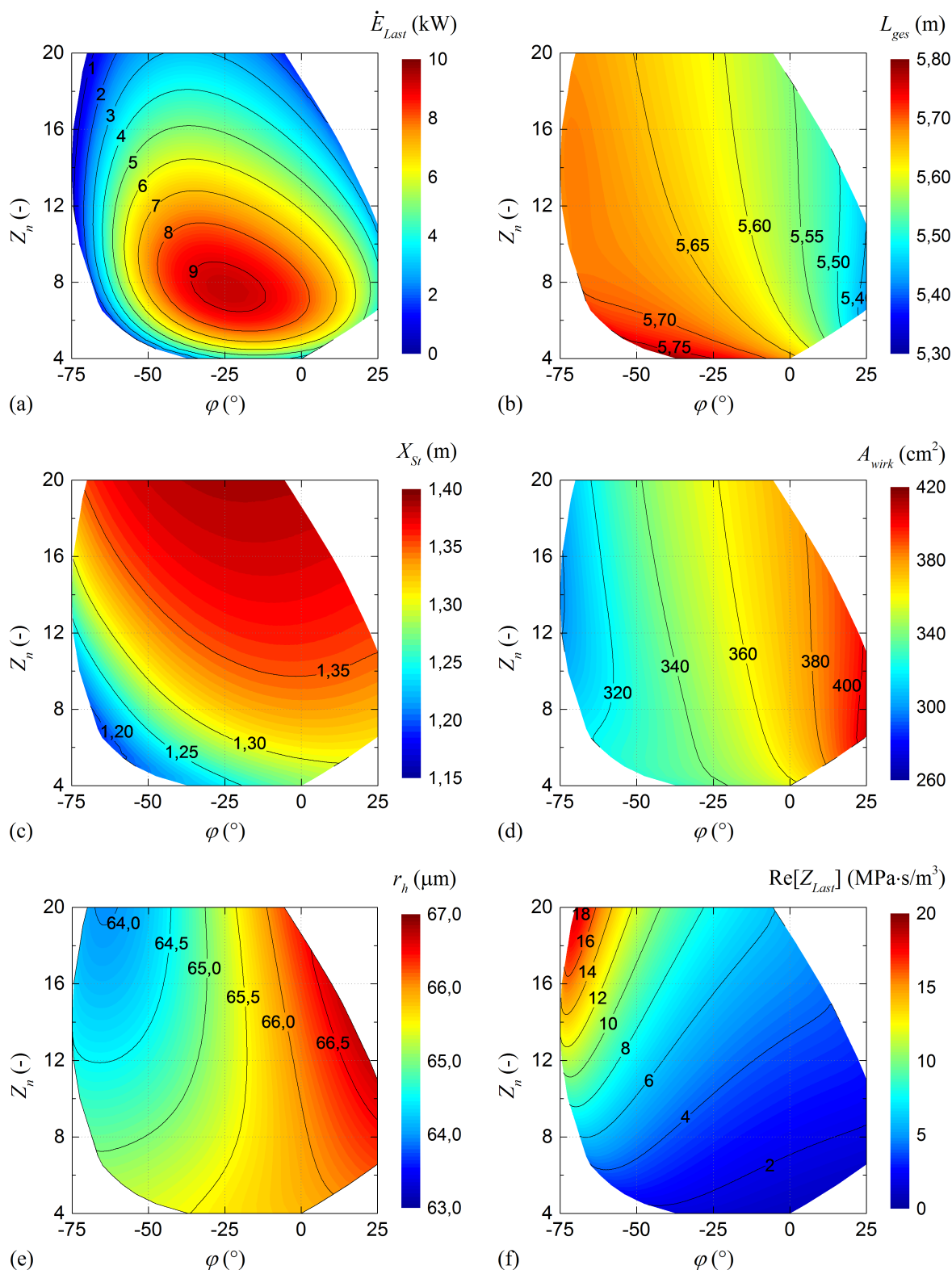
```

```

ideal          solid type
!-----
TBRANCH        ACOUSTIC LOAD begin
2.7041E+6  a Re(Zb) Pa-s/m^3 G
0.0000  b Im(Zb) Pa-s/m^3
16 -----
6.8652E+4  E Htot  W
6.8652E+4  F Edot  W
2.0729E+5  A |p|    Pa
-21.129    B Ph(p)  deg
7.6657E-2  C |U|    m^3/s
-21.129    D Ph(U)  deg
7945.1     E HtotBr W
7945.1     F EdotBr W
6.0707E+4  G EdotTr W
!-----
HARDEND        ACOUSTIC LOAD end
0.0000  a R(1/z)
0.0000  b I(1/z)
17 -----
2.0729E+5  A |p|    Pa
-21.129    B Ph(p)  deg
7.6657E-2  C |U|    m^3/s
-21.129    D Ph(U)  deg
7945.1     E Htot    W
7945.1     F Edot    W
0.14438    G R(1/z)
0.0000     H I(1/z)
!-----
DUCT           FB3 Post-load
sameas  2A a Area  m^2
sameas  2B b Perim m
1.3076  c Length m      G
5.0000E-4 d Srough
18 -----
2.1538E+5  A |p|    Pa
-120.0     B Ph(p)  deg
0.63267    C |U|    m^3/s
-92.042    D Ph(U)  deg
6.0181E+4  E Htot    W
6.0181E+4  F Edot    W
stainless          solid type
!-----
RPN          Target p1
sameas  0d a =A?
18A
19 -----
2.1538E+5  A ChngeMe
!-----
RPN          Target U1
sameas  0f a =A?
18C
20 -----
0.63267    A ChngeMe
!-----
RPN          Target dPh
0.0000  a =A?
0e 0g - 18B 18D - -
21 -----
5.7945E-12 A ChngeMe
!-----
RPN          Target Ph(p)
-120.0  a =A?
18B
22 -----
-120.0     A ChngeMe
!-----
RPN          Target Lautrec number
0.5000  a =A?
8d 9D /
23 -----
0.5000     A ChngeMe
!-----
RPN          Target efficiency (load/heat)
0.1000  a =A?
16F 11e /
24 -----
1.0000E-1  A ChngeMe
! The restart information below was generated by a previous run
! and will be used by DeltaEC the next time it opens this file.
guessz  0d  0f  0g  6a  7e  8d  11e  16a  18c
xprecn  3.0153 -2.4437E-6 -3.7813E-4 -4.2573E-3 3.4065E-2 -
2.3931E-10 -0.15845 -0.24478 -4.4863E-5
targs  7f 11f 14a 19a 20a 21a 22a 23a 24a
! Plot start, end, and step values. May be edited if you wish.
! Outer Loop: | Inner Loop .

```

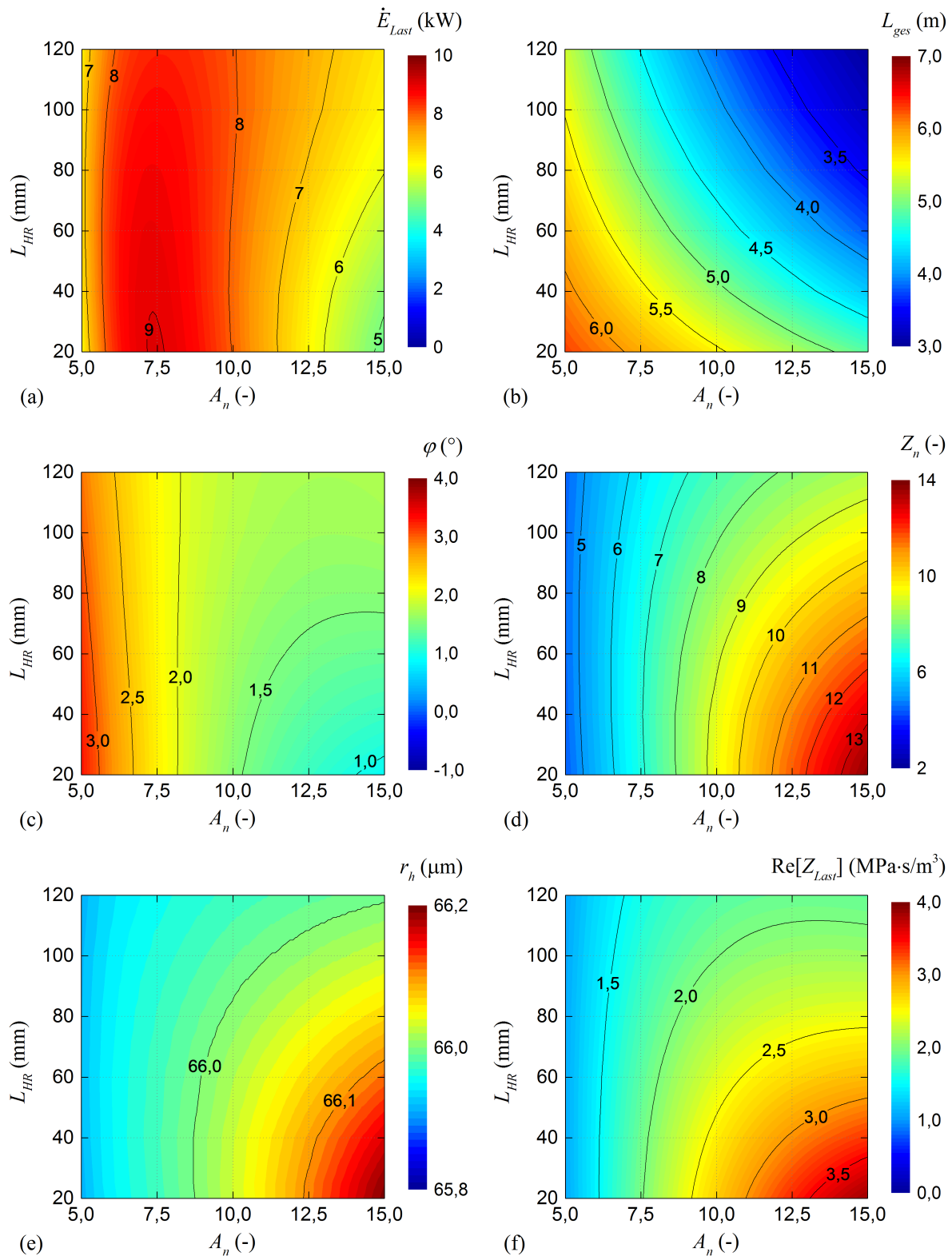
## C.2 Zweistufiges System (symmetrisch) mit kompressiblem Abschnitt ( $Z_n$ - $\varphi$ )



**Abbildung C.1:** Einfluss von normalisierter Impedanz  $Z_n$  und Phasenverschiebung  $\varphi$  (Regeneratormitte) für das symmetr. zweistufige System mit kompressiblem Rohrabschnitt auf (a) die von der Last entzogene akustische Leistung  $\dot{E}_{Last}$ , (b) die Gesamtlänge des Systems  $L_{ges}$ , (c) die Position des wirkamen Elements  $X_{wirk}$ , (d) die Querschnittsfläche des wirkamen Elements  $A_{wirk}$ , (e) den hydraulischen Radius des Regenerators  $r_h$  und (f) den Realteil der Lastimpedanz  $\text{Re}[Z_{Last}]$

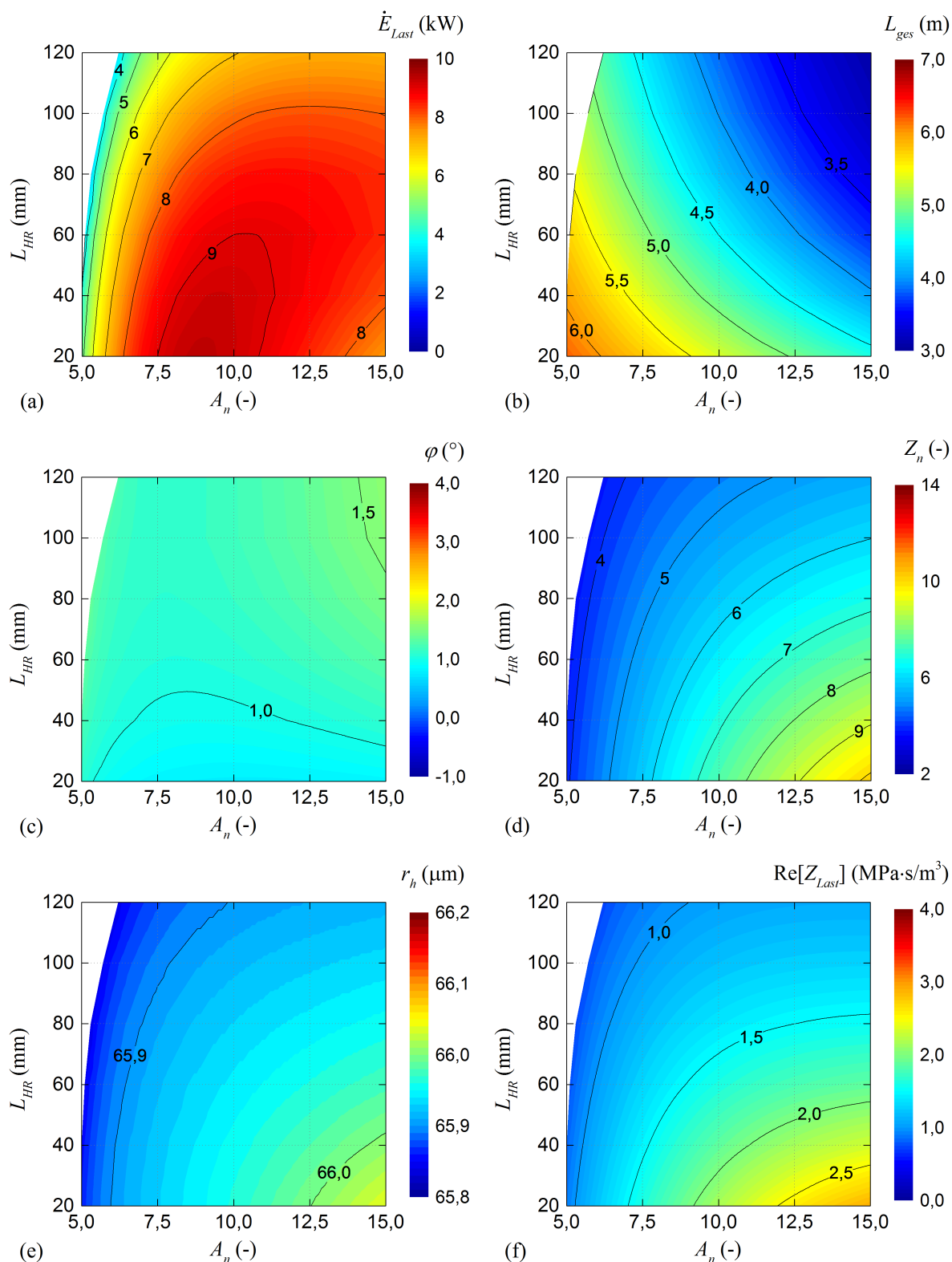


### C.3 Natürliches dreistufiges System ( $L_{HR}$ - $A_n$ )



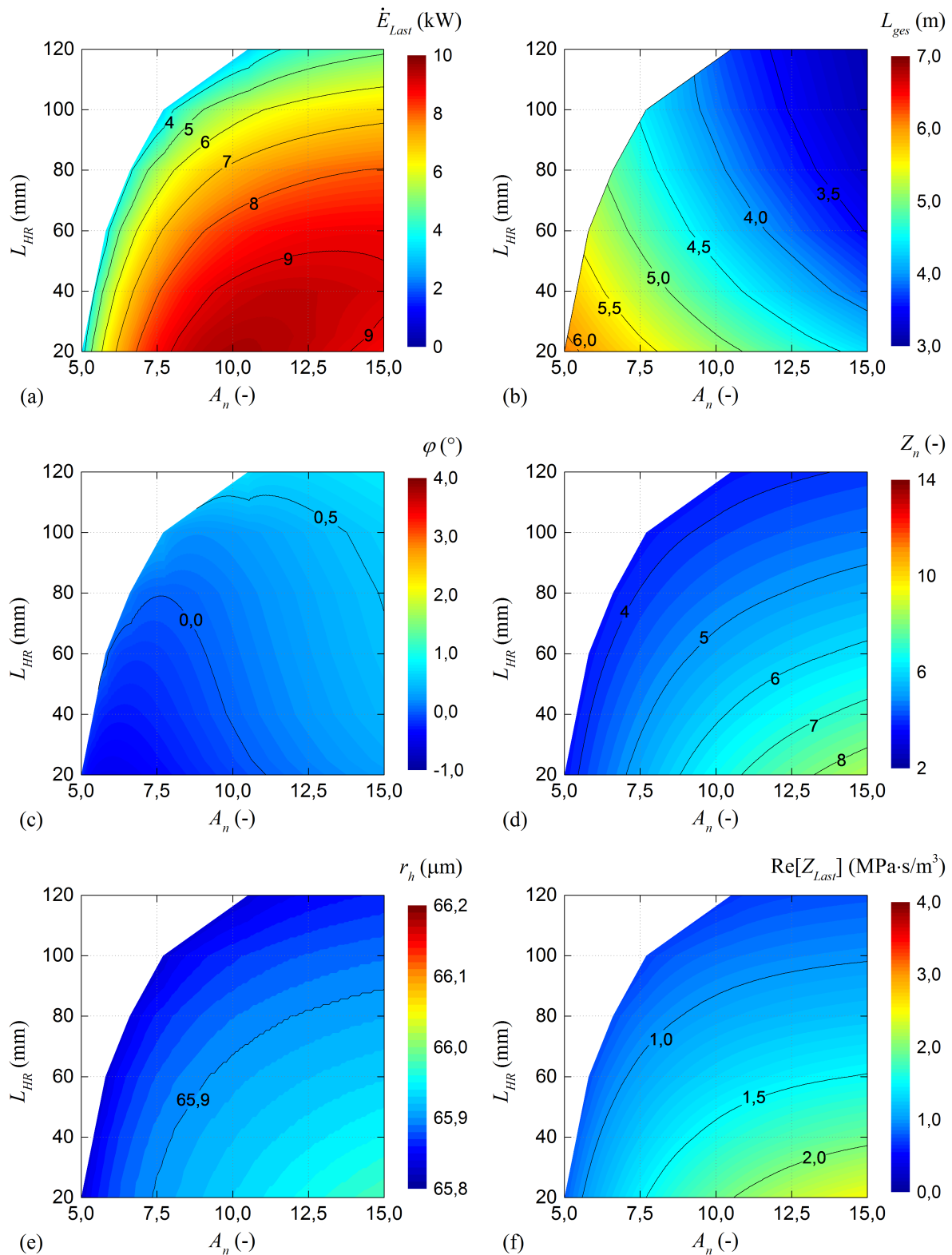
**Abbildung C.2:** Einfluss von Hohlraumlänge  $L_{HR}$  und Flächenverhältnis  $A_n$  beim dreistufigen System auf (a) die von der Last entzogene akustische Leistung  $\dot{E}_{Last}$ , (b) die Gesamtlänge des Systems  $L_{ges}$ , (c) die Phasenverschiebung  $\varphi$  in der Regeneratormitte, (d) die normalisierte Impedanz  $Z_n$  in der Regeneratormitte, (e) den hydraulischen Radius des Regenerators  $r_h$  und (f) den Realteil der Lastimpedanz  $\text{Re}[Z_{Last}]$

### C.4 Natürliches vierstufiges System ( $L_{HR}$ - $A_n$ )



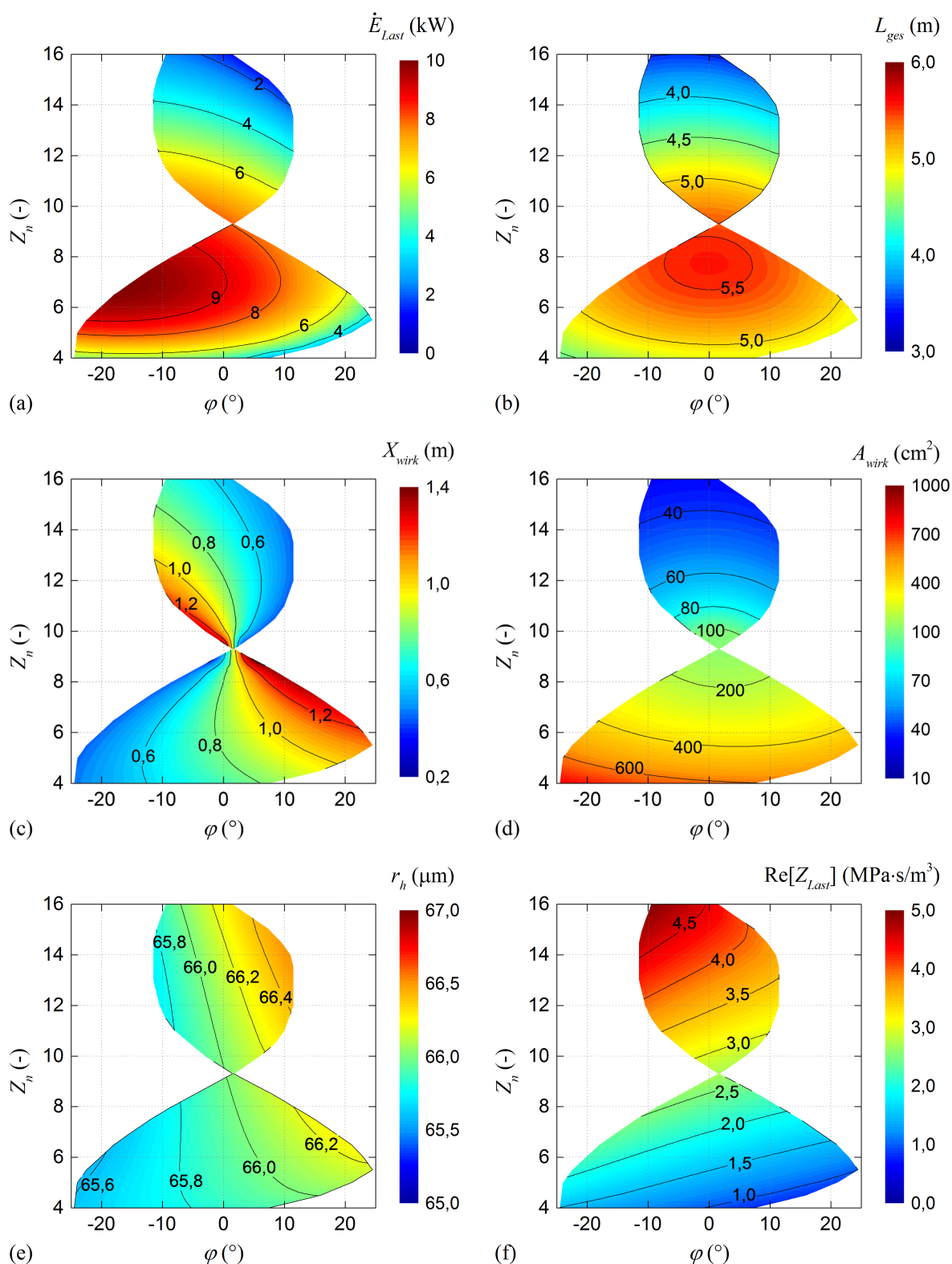
**Abbildung C.3:** Einfluss von Hohlraumlänge  $L_{HR}$  und Flächenverhältnis  $A_n$  beim vierstufigen System auf (a) die von der Last entzogene akustische Leistung  $\dot{E}_{Last}$ , (b) die Gesamtlänge des Systems  $L_{ges}$ , (c) die Phasenverschiebung  $\varphi$  in der Regeneratormitte, (d) die normalisierte Impedanz  $Z_n$  in der Regeneratormitte, (e) den hydraulischen Radius des Regenerators  $r_h$  und (f) den Realteil der Lastimpedanz  $Re[Z_{Last}]$

### C.5 Natürliches fünfstufiges System ( $L_{HR}$ - $A_n$ )

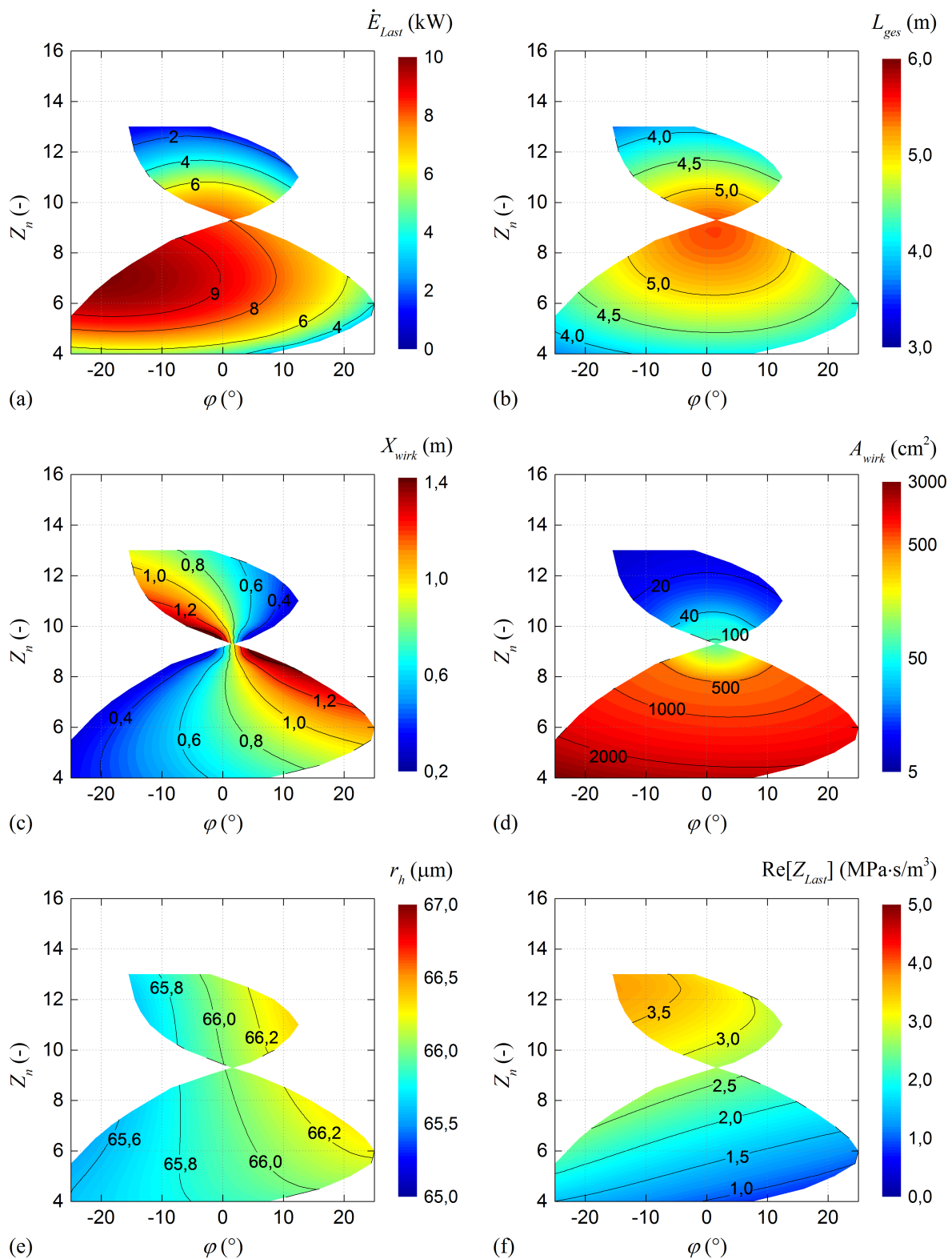


**Abbildung C.4:** Einfluss von Hohlraumlänge  $L_{HR}$  und Flächenverhältnis  $A_n$  beim fünfstufigen System auf (a) die von der Last entzogene akustische Leistung  $\dot{E}_{Last}$ , (b) die Gesamtlänge des Systems  $L_{ges}$ , (c) die Phasenverschiebung  $\varphi$  in der Regeneratormitte, (d) die normalisierte Impedanz  $Z_n$  in der Regeneratormitte, (e) den hydraulischen Radius des Regenerators  $r_h$  und (f) den Realteil der Lastimpedanz  $\text{Re}[Z_{Last}]$

### C.6 Dreistufiges System mit 0,40m langem wirksamen Rohrabschnitt ( $Z_n$ - $\varphi$ )

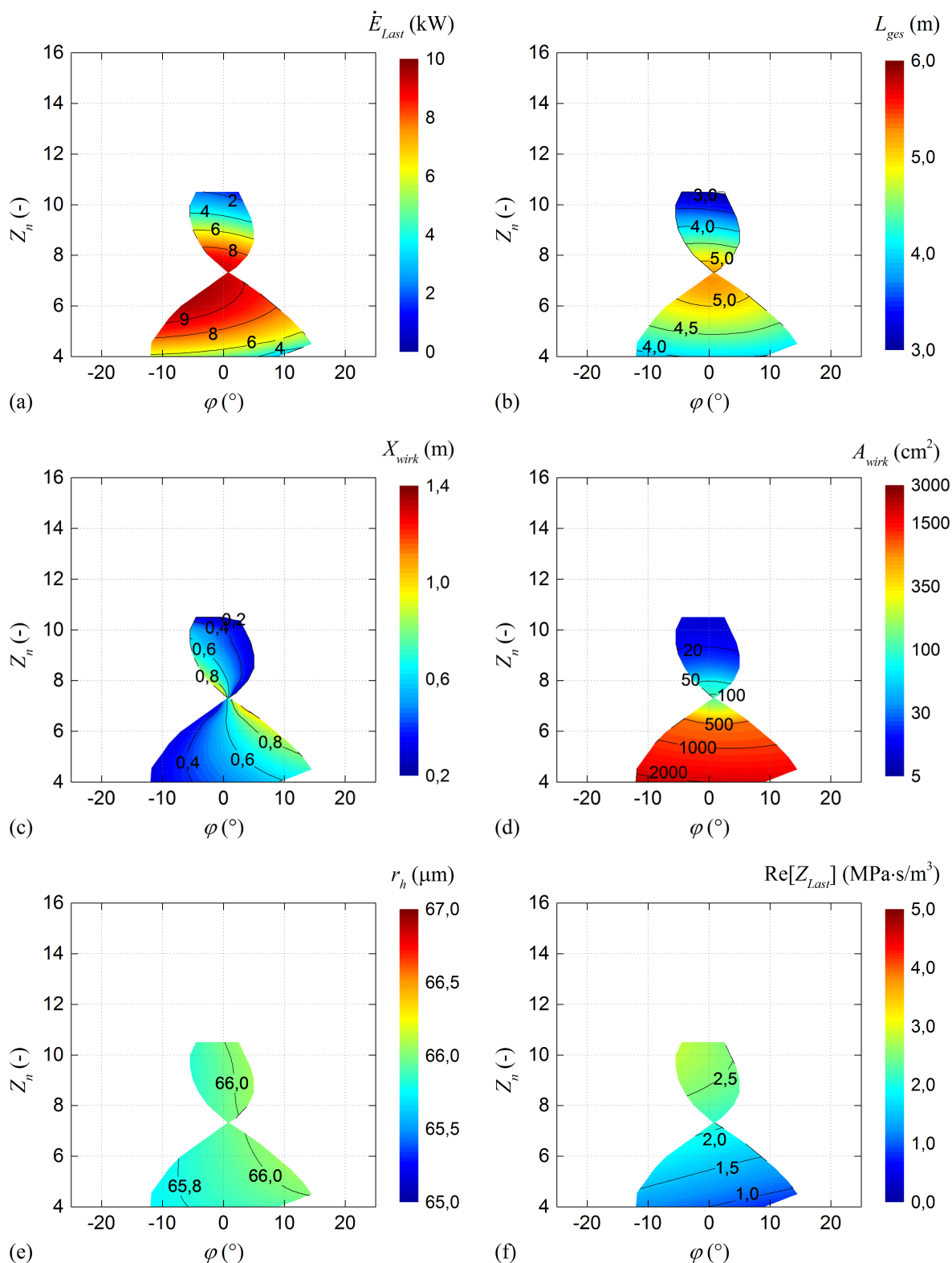


**Abbildung C.5:** Einfluss von normalisierter Impedanz  $Z_n$  und Phasenverschiebung  $\varphi$  (Regeneratormitte) für ein dreistufiges System mit 0,40m langem wirksamen Rohrabschnitt auf (a) die von der Last entzogene akustische Leistung  $\dot{E}_{Last}$ , (b) die Gesamtlänge des Systems  $L_{ges}$ , (c) die Position des wirksamen Elements  $X_{wirk}$ , (d) die Querschnittsfläche des wirksamen Elements  $A_{wirk}$ , (e) den hydraulischen Radius des Regenerators  $r_h$  und (f) den Realteil der Lastimpedanz  $\text{Re}[Z_{Last}]$

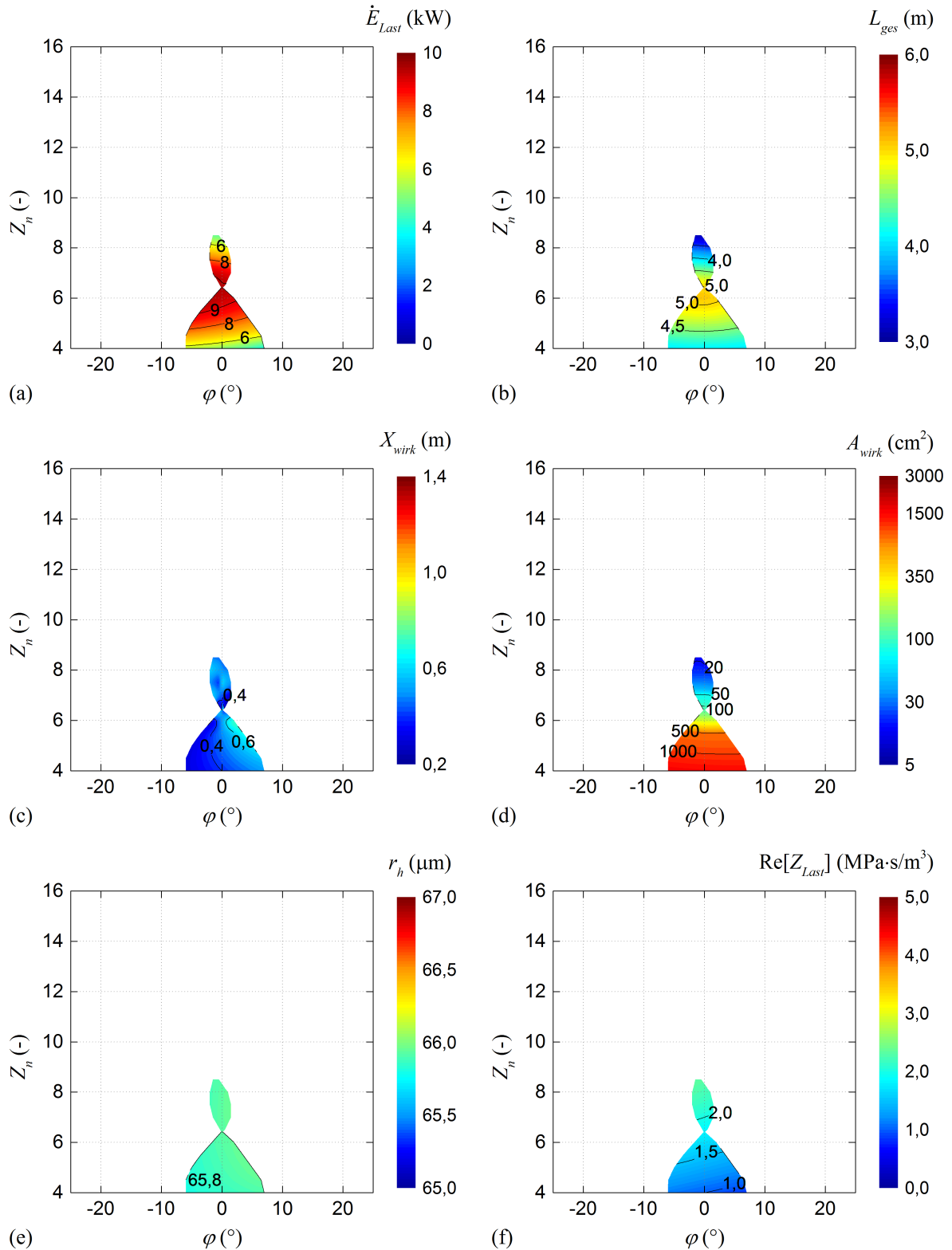
**C.7 Dreistufiges System mit 0,10m langem wirksamen Rohrabschnitt ( $Z_n$ - $\varphi$ )**


**Abbildung C.6:** Einfluss von normalisierter Impedanz  $Z_n$  und Phasenverschiebung  $\varphi$  (Regeneratormitte) für ein dreistufiges System mit 0,10m langem wirksamen Rohrabschnitt auf (a) die von der Last entzogene akustische Leistung  $\dot{E}_{Last}$ , (b) die Gesamtlänge des Systems  $L_{ges}$ , (c) die Position des wirksamen Elements  $X_{wirk}$ , (d) die Querschnittsfläche des wirksamen Elements  $A_{wirk}$ , (e) den hydraulischen Radius des Regenerators  $r_h$  und (f) den Realteil der Lastimpedanz  $\text{Re}[Z_{Last}]$

### C.8 Vierstufiges System mit 0,10m langem wirksamen Rohrabschnitt ( $Z_n$ - $\varphi$ )



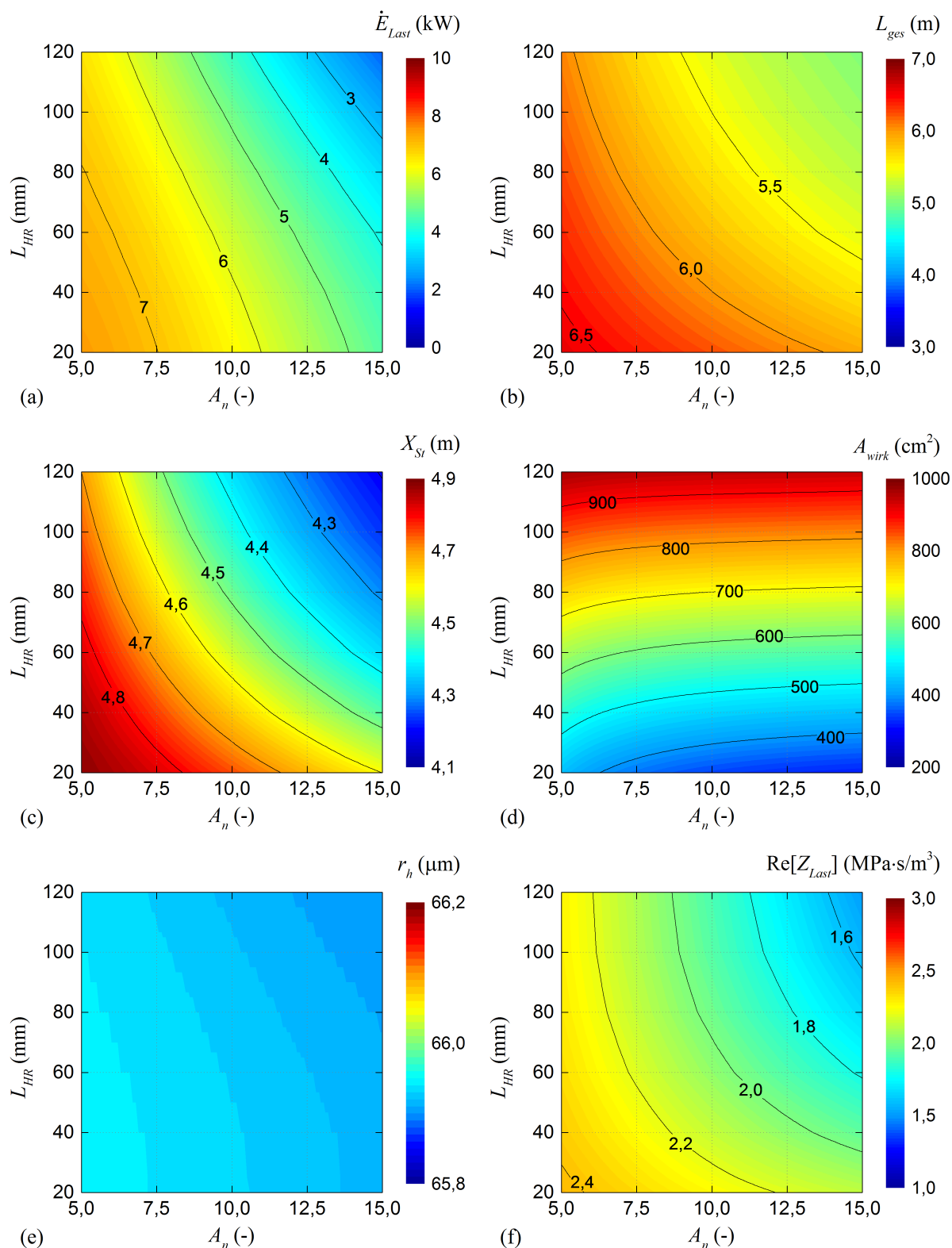
**Abbildung C.7:** Einfluss von normalisierter Impedanz  $Z_n$  und Phasenverschiebung  $\varphi$  (Regeneratormitte) für ein vierstufiges System mit 0,10m langem wirksamen Rohrabschnitt auf (a) die von der Last entzogene akustische Leistung  $\dot{E}_{Last}$ , (b) die Gesamtlänge des Systems  $L_{ges}$ , (c) die Position des wirksamen Elements  $X_{wirk}$ , (d) die Querschnittsfläche des wirksamen Elements  $A_{wirk}$ , (e) den hydraulischen Radius des Regenerators  $r_h$  und (f) den Realteil der Lastimpedanz  $\text{Re}[Z_{Last}]$

C.9 Fünfstufiges System mit 0,10m langem wirksamen Rohrabschnitt ( $Z_n$ - $\varphi$ )


**Abbildung C.8:** Einfluss von normalisierter Impedanz  $Z_n$  und Phasenverschiebung  $\varphi$  (Regeneratormitte) für ein fünfstufiges System mit 0,10m langem wirksamen Rohrabschnitt auf (a) die von der Last entzogene akustische Leistung  $\dot{E}_{Last}$ , (b) die Gesamtlänge des Systems  $L_{ges}$ , (c) die Position des wirksamen Elements  $X_{wirk}$ , (d) die Querschnittsfläche des wirksamen Elements  $A_{wirk}$ , (e) den hydraulischen Radius des Regenerators  $r_h$  und (f) den Realteil der Lastimpedanz  $\text{Re}[Z_{Last}]$

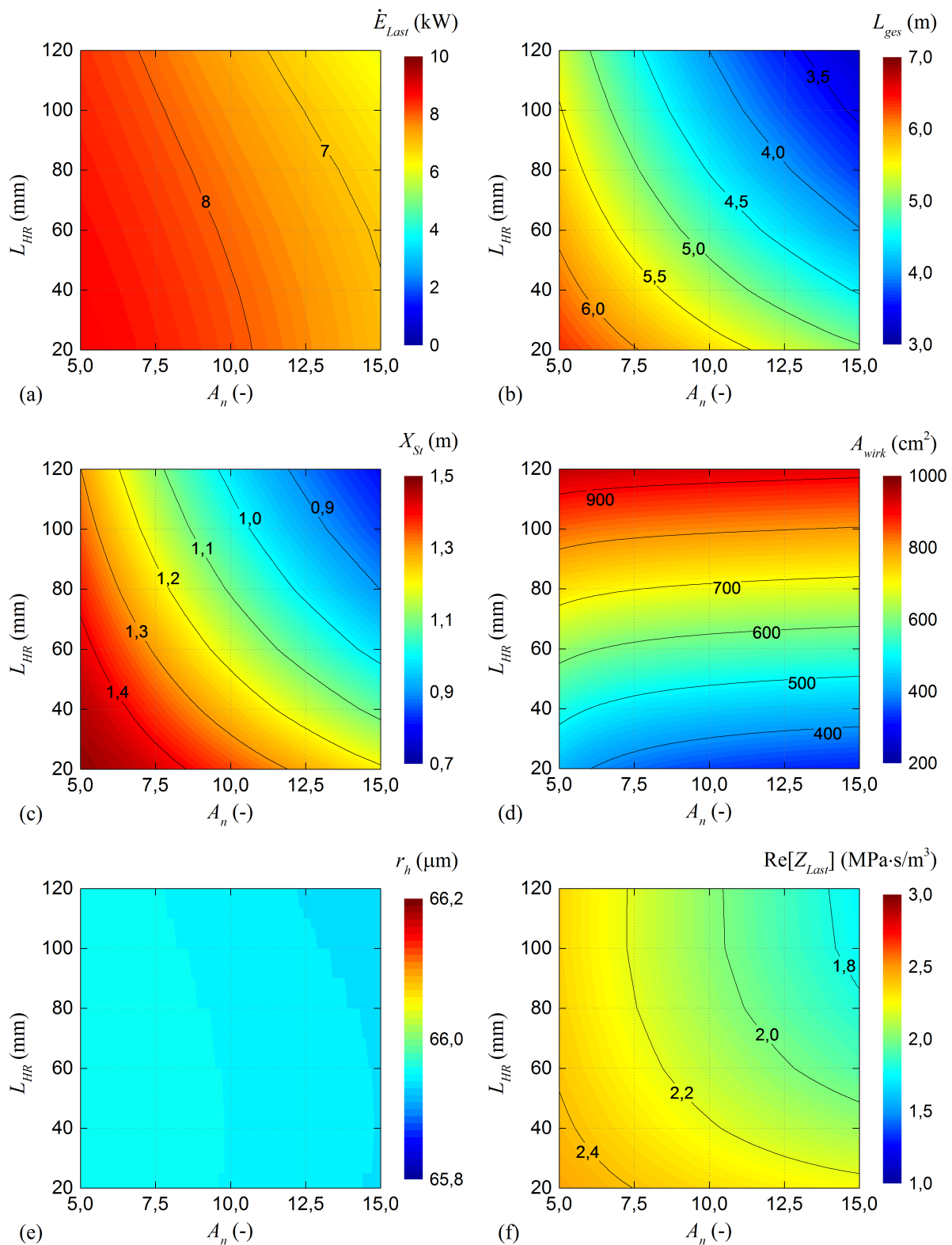


### C.10 Einstufiges System mit 0,40m langem wirksamen Abschnitt ( $L_{HR}-A_n$ )



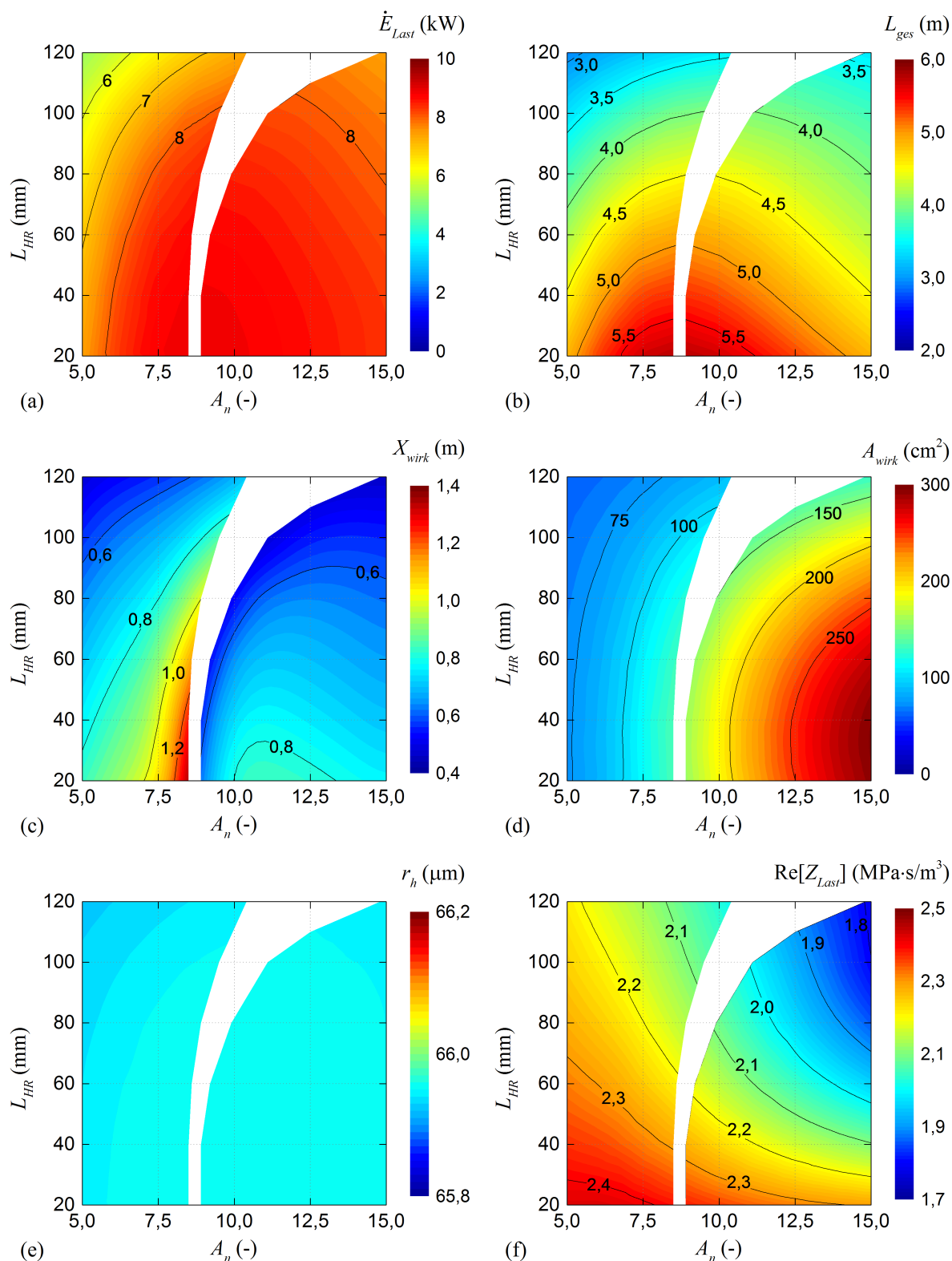
**Abbildung C.9:** Einfluss von Hohlraumlänge  $L_{HR}$  und Flächenverhältnis  $A_n$  im einstufigen System mit 0,40m langem wirksamen Rohrabschnitt ( $Z_n = 8$  und  $\varphi = 0^\circ$  im REG) auf (a) die von der Last entzogene akustische Leistung  $\dot{E}_{Last}$ , (b) die Gesamtlänge des Systems  $L_{ges}$ , (c) die Phasenverschiebung  $\varphi$  in der Regeneratormitte, (d) die normalisierte Impedanz  $Z_n$  in der Regeneratormitte, (e) den hydraulischen Radius des Regenerators  $r_h$  und (f) den Realteil der Lastimpedanz  $\text{Re}[Z_{Last}]$



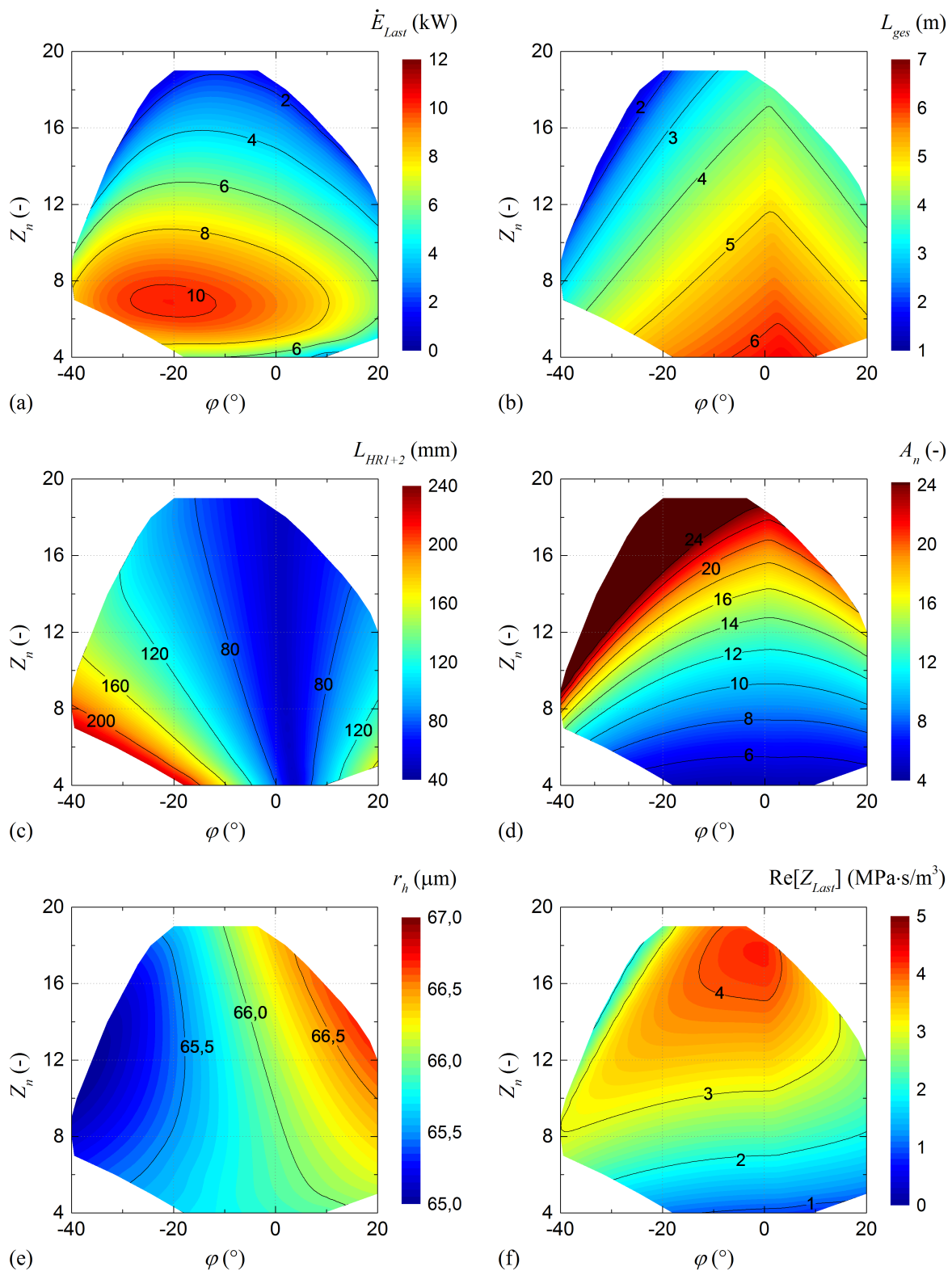
**C.11 Zweistufiges System (symmetrisch) mit 0,40m langem Abschnitt ( $L_{HR}$ - $A_n$ )**


**Abbildung C.10:** Einfluss von Hohlraumlänge  $L_{HR}$  und Flächenverhältnis  $A_n$  im zweistufigen System mit 0,40m langem wirksamen Rohrabschnitt ( $Z_n = 8$  und  $\varphi = 0^\circ$  im REG) auf (a) die von der Last entzogene akustische Leistung  $\dot{E}_{Last}$ , (b) die Gesamtlänge des Systems  $L_{ges}$ , (c) die Phasenverschiebung  $\varphi$  in der Regeneratormitte, (d) die normalisierte Impedanz  $Z_n$  in der Regeneratormitte, (e) den hydraulischen Radius des Regenerators  $r_h$  und (f) den Realteil der Lastimpedanz  $Re[Z_{Last}]$

### C.12 Dreistufiges System mit 0,40m langem wirksamen Rohrabschnitt ( $L_{HR}-A_n$ )

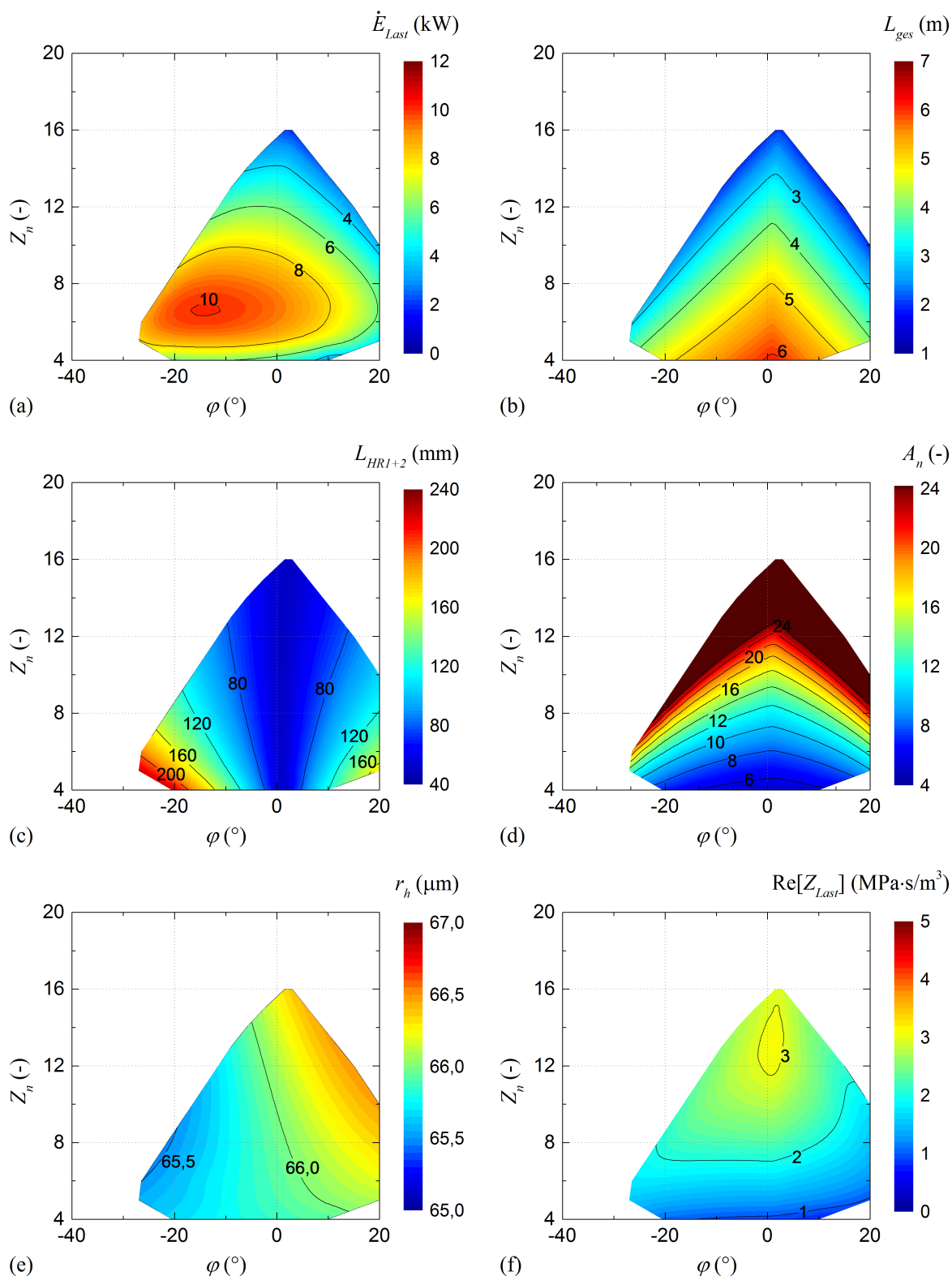


**Abbildung C.11:** Einfluss von Hohlraumlänge  $L_{HR}$  und Flächenverhältnis  $A_n$  im dreistufigen System mit 0,40m langem wirksamen Rohrabschnitt ( $Z_n = 8$  und  $\varphi = 0^\circ$  im REG) auf (a) die je Last entzogene akustische Leistung  $\dot{E}_{Last}$ , (b) die Gesamtlänge des Systems  $L_{ges}$ , (c) die mittlere Position des wirksamen Abschnitts  $X_{wirk}$  und (d) die Querschnittsfläche des wirksamen Abschnitts  $A_{wirk}$ , (e) den hydraulischen Radius des Regenerators  $r_h$  und (f) den Realteil der Lastimpedanz  $\text{Re}[Z_{Last}]$

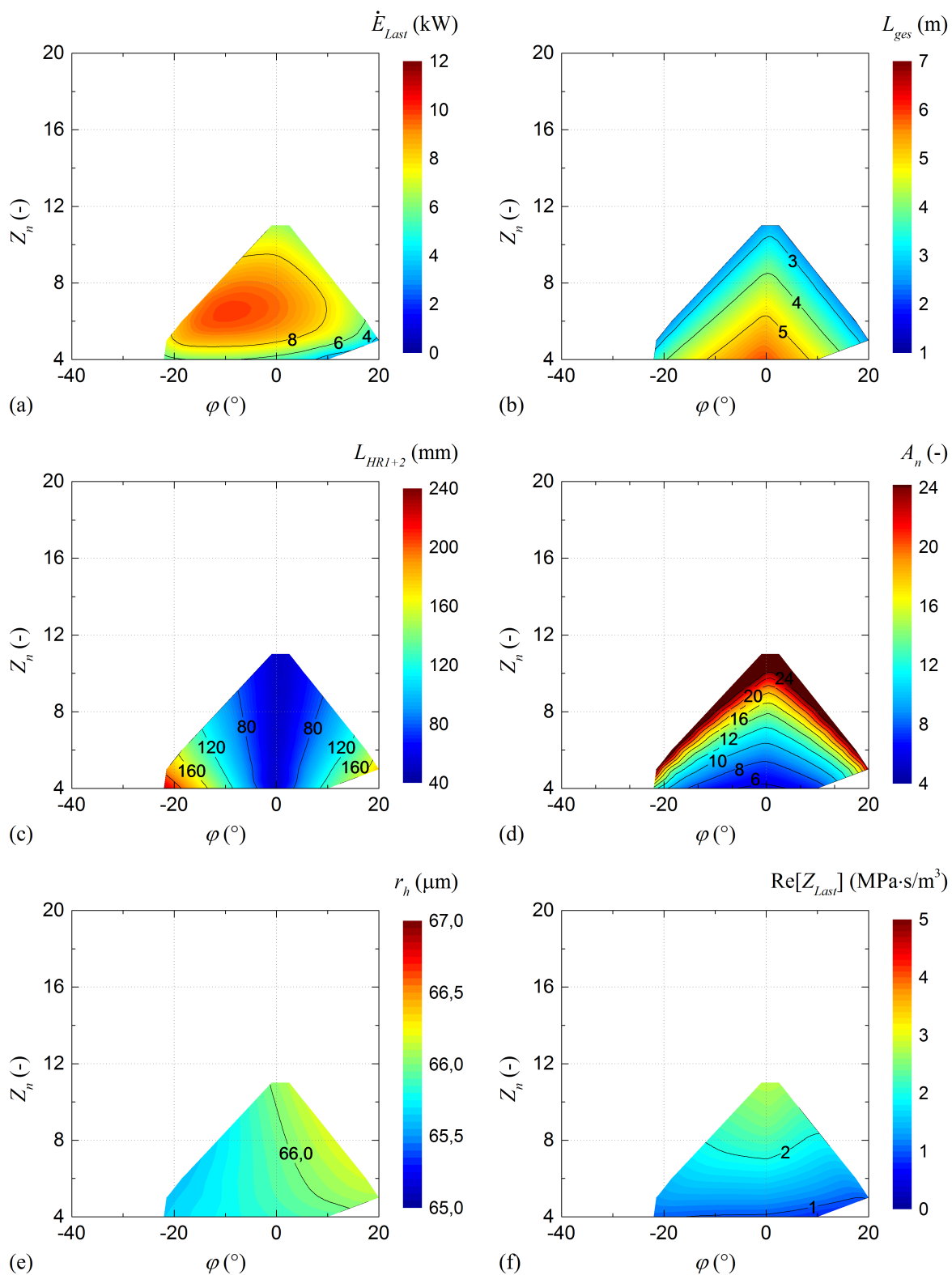
**C.13 Dreistufiges System mit Variation der Hohlraumlängen  $L_{HR1}$  und  $L_{HR2}$  ( $Z_n - \varphi$ )**


**Abbildung C.12:** Einfluss von normalisierter Impedanz  $Z_n$  und Phasenverschiebung  $\varphi$  (Regeneratormitte) für das dreistufige System mit ungleichen Hohlraumlängen ( $L_{HR1}$  und/oder  $L_{HR2} = 25\text{ mm}$ ) auf (a) die je Last entzogene akustische Leistung  $\dot{E}_{Last}$ , (b) die Gesamtlänge des Systems  $L_{ges}$ , (c) die summierte Hohlraumlänge  $L_{HR1+2}$  und (d) das Flächenverhältnis  $A_n$ , (e) den hydraulischen Radius des Regenerators  $r_h$  und (f) den Realteil der Lastimpedanz  $\text{Re}[Z_{Last}]$

### C.14 Vierstufiges System mit Variation der Hohlraumlängen $L_{HR1}$ und $L_{HR2}$ ( $Z_n$ - $\varphi$ )



**Abbildung C.13:** Einfluss von normalisierter Impedanz  $Z_n$  und Phasenverschiebung  $\varphi$  (Regeneratormitte) für das vierstufige System mit ungleichen Hohlraumlängen ( $L_{HR1}$  und/oder  $L_{HR2} = 25\text{ mm}$ ) auf (a) die je Last entzogene akustische Leistung  $\dot{E}_{Last}$ , (b) die Gesamtlänge des Systems  $L_{ges}$ , (c) die summierte Hohlraumlänge  $L_{HR1+2}$  und (d) das Flächenverhältnis  $A_n$ , (e) den hydraulischen Radius des Regenerators  $r_h$  und (f) den Realteil der Lastimpedanz  $\text{Re}[Z_{Last}]$

C.15 Fünfstufiges System mit Variation der Hohlraumlängen  $L_{HR1}$  und  $L_{HR2}$  ( $Z_n - \varphi$ )


**Abbildung C.14:** Einfluss von normalisierter Impedanz  $Z_n$  und Phasenverschiebung  $\varphi$  (Regeneratormitte) für das fünfstufige System mit ungleichen Hohlraumlängen ( $L_{HR1}$  und/oder  $L_{HR2} = 25\text{ mm}$ ) auf (a) die je Last entzogene akustische Leistung  $\dot{E}_{Last}$ , (b) die Gesamtlänge des Systems  $L_{ges}$ , (c) die summierte Hohlraumlänge  $L_{HR1+2}$  und (d) das Flächenverhältnis  $A_n$ , (e) den hydraulischen Radius des Regenerators  $r_h$  und (f) den Realteil der Lastimpedanz  $\text{Re}[Z_{Last}]$



## D Versuchsstand

### D.1 Wasserseitiger Wärmeübergang im kaltseitigen Wärmeübertrager

Bei einem angenommenen, abzuführenden Wärmestrom  $\dot{Q}_{ab}$  von 1500 W kann die Erwärmung des Kühlwassers und die mittlere Temperaturdifferenz zwischen Wasser und Rohrwandtemperatur analytisch nach den Berechnungsvorschriften des VDI-Wärmeatlas [129] bestimmt werden.

Es wird davon ausgegangen, dass das Kühlwasser eine Eintrittstemperatur  $T_E$  von 30°C besitzt und mit einem Volumenstrom  $\dot{V}$  von 0,2 l/s zugeführt wird. Der Innendurchmesser  $d_i$  der Kühlbohrung beträgt 6 mm. Es ergibt sich ein freier Strömungsquerschnitt  $A_i$  von 28,27 mm<sup>2</sup>. Beide Kühlkanäle sind seriell miteinander verbunden. Daraus bildet sich eine Länge  $l$  des Wärmetransfers von 436 mm mit einer gesamten Wandfläche  $A_W$  von 8218 mm<sup>2</sup>. Zur Feststellung, ob die Rohrströmung laminar oder turbulent verläuft ist zunächst die Bestimmung der Reynolds-Zahl  $Re$  nötig:

$$Re = \frac{w \cdot d_i}{\nu} \quad (D.1)$$

mit der kinematischen Viskosität  $\nu$  und der Strömungsgeschwindigkeit  $w$

$$w = \frac{\dot{V}}{A_i}. \quad (D.2)$$

Mit der Reynolds-Zahl  $Re \geq 10000$  liegt eine voll ausgebildete turbulente Strömung vor. Die Nusselt-Zahl  $Nu$  kann daher über folgende Gleichung bestimmt werden:

$$Nu = \frac{(\xi/8) \cdot Re \cdot Pr}{1 + 12,7 \sqrt{\xi/8} \cdot (Pr^{2/3} - 1)} \cdot \left[ 1 + \left( \frac{d_i}{l} \right)^{2/3} \right] \quad (D.3)$$

mit

$$\xi = (1,8 \log_{10} Re - 1,5)^{-2}. \quad (D.4)$$

Mit diesem Ergebnis und der Wärmeleitfähigkeit  $k$  lässt sich schließlich der Wärmeübergangskoeffizient  $h$  berechnen:

$$h = \frac{Nu \cdot k}{d_i}. \quad (D.5)$$

Die mittlere Temperaturdifferenz  $\Delta T$  zwischen Wand und Wasser ergibt sich im Folgenden durch:

$$\Delta T = \frac{\dot{Q}_{ab}}{A_W \cdot h}. \quad (D.6)$$

**Tabelle D.1:** Berechnungswerte zur Bestimmung des Temperaturanstiegs im Kühlwasser und der mittleren Temperaturdifferenz zwischen Kühlwasser und Wand

Größe	Symbol	Wert	Einheit
Eintrittstemperatur des Wassers	$T_E$	30,0	(°C)
Austrittstemperatur des Wassers	$T_A$	31,8	(°C)
Mittlere Temperatur des Wassers	$T_m$	30,9	(°C)
kinematische Viskosität	$\nu (T_m)$	0,7858	( $\mu\text{m}^2/\text{s}$ )
Wärmeleitfähigkeit	$k (T_m)$	0,6157	(W/mK)
Dichte	$\rho (T_m)$	995,4	(kg/m <sup>3</sup> )
Isobare Wärmekapazität	$c_p (T_m)$	4180	(J/kgK)
Strömungsgeschwindigkeit	$w$	7,074	(m/s)
Reynolds-Zahl	$Re$	54009	(-)
Prandtl-Zahl	$Pr$	5,309	(-)
Nusselt-Zahl	$Nu$	333,5	(-)
Wärmeübergangskoeffizient	$h$	34225	(W/m <sup>2</sup> K)
Temperaturdifferenz zwischen Wand und Wasser	$\Delta T$	5,333	(K)
Temperaturdifferenz zwischen Ein- und Austritt	$T_A - T_E$	1,803	(K)

Gleichzeitig kann die Wassertemperatur am Austritt  $T_A$  bestimmt werden zu

$$T_A = T_E + \frac{\dot{Q}_{ab}}{w \cdot A_i \cdot \rho \cdot c_p} \quad (\text{D.7})$$

mit der Dichte  $\rho$  und der spezifischen Wärmekapazität  $c_p$ .

Die dimensionslosen Kennzahlen werden mit temperaturabhängigen Stoffwerten ermittelt, welche sich nach der durchschnittlichen Wassertemperatur  $T_m = (T_E + T_A)/2$  richten. Aus diesem Grund ist eine Lösung der Gleichungen nur iterativ möglich. Tabelle D.1 fasst die Endergebnisse der Berechnung zusammen. Der Anstieg der Wassertemperatur zwischen Ein- und Austritt beträgt 1,8K. Die durchschnittliche Temperaturdifferenz zwischen dem Kühlwasser und der Innenwand des Wärmeübertragers 5,3K.



## D.2 Kurzbedienungsanleitung

Der thermoakustische Versuchsstand (TAV) darf nur nach vorheriger Einweisung in Betrieb genommen werden. Folgende grundlegende Hinweise sind zu beachten:

### Anschalten des Versuchsstandes

- System muss drucklos sein (Gasablassventil geöffnet, Gaszufuhr mit Gasflasche und Nadelventil geschlossen),
- Stromversorgung für kompletten Teststand ist unterbunden,
- Kabel und Stecker überprüfen,
- PC und Stromversorgung der Messtechnik und Elektronik anschalten,
- LabVIEW-Programm starten,
- Überprüfen, dass Heizersteuerung im LabVIEW-Programm deaktiviert ist,
- Messwerterfassung starten,
- Bedrucken:
  - Ordnungsgemäßen Verschluss aller Rohr- und Stutzenverbindungen überprüfen,
  - Gasablass- und Gaszufuhrventil zunächst schließen,
  - Gasflaschenventil öffnen,
  - Druckminderer auf gewünschten Druck einstellen ( $< 22\text{bar}$ ),
  - Gaszufuhrventil behutsam öffnen und unter Beobachtung von Manometer und Drucksensormesswerten gewünschten Druck einstellen ( $< 22\text{bar}$ ), anschließend Ventil schließen,
  - Gasflaschenventil schließen,
  - Hörprüfung auf Leckagen,
- Ventile für den TAV-Kühlkreislauf öffnen,
- Kühlaggregate (zwei Pumpen und Ventilator) einschalten, Schläuche auf Leckagen überprüfen,
- Ventil für die Kühlung des Helmholtz-Resonators nach Bedarf öffnen,
- Kühlwassertemperatur darf  $35\text{ °C}$  nicht überschreiten,
- Heizersteuerung im LabVIEW-Programm aktivieren und auf gewünschte Temperatur einstellen ( $< 550\text{ °C}$ ), anschließend Stromversorgung für die Heizpatronen aktivieren,
- Überprüfen aller Funktionen.

### Ausschalten des Versuchsstandes

- Heizersteuerung und Stromversorgung für die Heizpatronen deaktivieren,
- Abkühlen des Versuchsstandes auf mindestens  $250\text{ °C}$  (HWÜ-Temperatur),
- Kühlaggregate abschalten,
- Gasablassventil öffnen und Systemdruck ablassen,
- Messwerterfassung stoppen,
- Messtechnik und Elektronik abschalten,
- LabVIEW-Programm schließen und PC herunterfahren.

#### Aufnahme der Messwerte für Versuchsauswertung

- Gewünschte Betriebsbedingungen einstellen,
- Erreichen einen stationären Gleichgewichtszustandes abwarten (aufgrund der thermischen Trägheit ist Mindestdauer von 5 bis 10 Minuten notwendig, auch wenn akustischer Gleichgewichtszustand bereits erreicht wurde),
- Messwerterfassung zur Auswertung des untersuchten Betriebszustandes über eine Dauer von 4 min durchführen (inklusive der Erfassung der den Heizpatronen zugeführten elektrischen Leistung); für die Auswertung ist das zeitliche Mittel zu bestimmen.

#### Umbauten von Stutzen und Load

- Vor allen Arbeiten:
  - Heizersteuerung und Stromversorgung für die Heizpatronen deaktivieren,
  - Versuchsstand im Bereich der Umbauten abkühlen,
  - Gasablassventil öffnen und Systemdruck ablassen,
- Erforderliche Umbauten vornehmen,
- Nach allen Arbeiten ist eine Funktionsprüfung durchzuführen.

#### Dauerbetrieb

- Der Versuchsstand darf nicht unbeaufsichtigt betrieben werden.

#### Notfall

- Im Havariefall „Notaus“ betätigen,
- Unter Berücksichtigung möglicher Gefahren sind alle Netzstecker zu ziehen.

Wiederinbetriebnahme ist nur nach Rücksprache mit dem verantwortlichen Mitarbeiter erlaubt.

**D.3 Gefährdungsbeurteilung**

Lfd. Nr.	Gefahrenquelle, gefahr-bringende Bedingung	Risiko	Hand-lungs-bedarf	Ziel, Maßnahmen	Verant-wortlich	Termin	Wirk-sam-keit
1	Elektrische Versorgung des Teststandes	nied-rig	nein	Heizpatronen, PC, Messtechnik, sowie Pumpen und Ventilator des Kühlkreislaufs müssen ordnungs-gemäß mit dem Stromnetz ver-bunden werden.	Test-stand-betreiber	laufend	ja
2	Verbrennungs-gefahr	nied-rig	nein	Beim Betrieb treten im Bereich der Heizer oberflächliche Tempe-raturen bis zu 500 °C auf. Diese Oberflächen liegen im Regelfall unterhalb einer Isolierung. Im restlichen System können Tempe-raturen oberhalb von 40 °C auftre-ten. Von einer Berührung ist generell abzusehen.	Test-stand-betreiber	laufend	ja
3	Funkenschlag, Schmorbrand, Feuergefahr	nied-rig	nein	Besteht nur im unwahrscheinli-chen Fall eines vollständigen Defekts in den Netzteilen oder der Elektronik. Der Teststand sollte nach der Nutzung von der Span-nungsversorgung getrennt werden.	Test-stand-betreiber	laufend	ja
4	Überhitzung	nied-rig	nein	Die Temperatur des heißen Wär-meübertragers darf 550 °C nicht überschreiten und muss stets überprüft werden. Bei Ausfall der Heizersteuerung ist die Span-nungsversorgung für die Heizpat-ronen sofort zu unterbrechen.	Test-stand-betreiber	laufend	ja
5	Überhitzung des Kühlwas-sers	nied-rig	nein	Um Schäden an den Kühlwasser-pumpen zu vermeiden, darf die Wassertemperatur 35 °C nicht überschreiten. Über Regelung der Rückkühlung (Ventilator) lässt sie sich einstellen.	Test-stand-betreiber	laufend	ja

6	Anschluss von Gasflaschen	niedrig	nein	Der Anschluss der Gasflasche erfolgt über einen Druckminderer und die Gasversorgungsleitung. Beim Bedrucken des Teststandes ist darauf zu achten, dass das Nadelventil am Teststand zunächst geschlossen ist und die Bedruckung vorsichtig unter stetiger Kontrolle des Systemdrucks erfolgt. 25 bar dürfen keinesfalls überschritten werden.	Teststandbetreiber	laufend	ja
7	Umbau am Teststand	niedrig	nein	Der Teststand darf nur umgebaut werden, wenn die Stromversorgung der Heizpatronen unterbrochen ist und das System durch Öffnen des Ablassventils entlüftet wurde. Außerdem ist darauf zu achten, dass sich die im Bereich der Umbauten liegenden Teile auf Raumtemperatur abgekühlt haben.	Teststandverantwortlicher, Teststandbetreiber	laufend	ja
8	Inbetriebnahme nach Umbau	niedrig	nein	Nach einem Umbau muss der Teststand in Anwesenheit des Nutzers auf Funktion überprüft werden.	Teststandbetreiber	laufend	ja
9	Einweisung	niedrig	nein	Alle neuen Nutzer müssen in den Betrieb des Teststandes eingewiesen werden. Es erfolgen regelmäßige Kontrollen.	Teststandverantwortlicher	laufend	Ja

---

## E Versuchsdurchführung

### E.1 DeltaEC Simulationsmodell

```

TITLE      Test rig model with Helmholtz resonator
!-
!----- 0 -----
BEGIN      ARGON 0.1MPa
1.0000E+5  a Mean P Pa
70.681    b Freq Hz      G
300.00    c TBeg K
6984.7    d |p| Pa      G
0.0000    e Ph(p) deg
0.0000    f |U| m^3/s
0.0000    g Ph(U) deg
0.0000    j nL
HeAr      Gas type
!----- 1 -----
RPN      Enter FB diameter (calculates area and perimeter of FB)
8.2500E-2 a G or T      5.3456E-3      A FB area
inp sqrd pi * 4 /
!----- 2 -----
RPN      Enter TAC diameter (calculates area of TAC)
0.1600    a G or T      2.0106E-2      A ChngeMe
inp sqrd pi * 4 /
!----- 3 -----
RPN      Enter stub position (calculates length of FB stub-D.p1)
2.8600    a G or T      0.7510      A FB S-D
4.012 inp - 0.401 -
!----- 4 -----
RPN      Enter stub length (calculates length of adjusted stub)
0.4000    a G or T      0.4000      A Stub
inp
!----- 5 -----
RPN      Enter load position (calc. length of A.p2-load & load-B.p1)
0.6420    a G or T      0.2320      A A.p2-LD
0.3320      B LD-B.p1
0.974 inp - inp 0.41 -
!----- 6 -----
RPN      Correction factor for FB perimeter
!Replaces numerous Minor loss elements
2.4000    a G or T      0.62204      A FB peri
2.4000      B Factor
inp inp 0.0825 pi * *
!----- 7 -----
ANCHOR    H.tot anchored to E.dot
!Assumption: Thermal power due to acoustic dissipation leaves system
!locally through the other wise perfectly insulated tubes
!----- 8 -----
TBRANCH   Loop begin
-3.8500E+4 a Re(Zb) Pa-s/m^3 G      6984.7      A |p| Pa
8.2296E+4  b Im(Zb) Pa-s/m^3 G      0.0000      B Ph(p) deg
7.6877E-2  c |U| m^3/s      7.6877E-2      C |U| m^3/s
-115.07    D Ph(U) deg      -115.07      D Ph(U) deg
-113.77    E HtotBr w      -113.77      E HtotBr w
-113.77    F EdotBr w      -113.77      F EdotBr w
113.77     G EdotTr w      113.77      G EdotTr w
!----- 9 -----
SOFTEND   Connection to loop end
0.0000    a Re(z)      6984.7      A |p| Pa
0.0000    b Im(z)      0.0000      B Ph(p) deg
7.6877E-2  c |U| m^3/s      7.6877E-2      C |U| m^3/s

```

					-115.07	D	Ph(U)	deg
					-113.77	E	Htot	w
					-113.77	F	Edot	w
					-7.4517E-5	G	Re(z)	
					1.5928E-4	H	Im(z)	
					300.00	I	T	K
!-----	10	-----						
DUCT	Cone1 flange_small+seal							
6.5040E-3	a Area m^2	Mstr	7142.5	A	p	Pa		
0.28588	b Perim m	10a	-0.6104	B	Ph(p)	deg		
2.1000E-2	c Length m		7.4534E-2	C	U	m^3/s		
5.0000E-4	d Srough		64.105	D	Ph(U)	deg		
			113.69	E	Htot	w		
ideal	Solid type		113.69	F	Edot	w		
!-----	11	-----						
DUCT	Cone1 reduction_straight_small							
4.7780E-3	a Area m^2	Mstr	7632.2	A	p	Pa		
0.24504	b Perim m	11a	-2.4229	B	Ph(p)	deg		
5.0000E-2	c Length m		7.0242E-2	C	U	m^3/s		
5.0000E-4	d Srough		62.533	D	Ph(U)	deg		
			113.47	E	Htot	w		
ideal	Solid type		113.47	F	Edot	w		
!-----	12	-----						
CONE	Cone1 reduction_cone							
sameas 11a	a AreaI m^2	Mstr	7957.8	A	p	Pa		
0.24504	b PerimI m	12a	-3.6173	B	Ph(p)	deg		
7.5000E-2	c Length m		5.4355E-2	C	U	m^3/s		
1.9607E-2	d AreaF m^2	Mstr	54.831	D	Ph(U)	deg		
0.4964	e PerimF m	12d	113.17	E	Htot	w		
5.0000E-4	f Srough		113.17	F	Edot	w		
ideal	Solid type							
!-----	13	-----						
DUCT	Cone1 reduction_straight_large							
sameas 12d	a Area m^2		7981.3	A	p	Pa		
0.49637	b Perim m		-3.7293	B	Ph(p)	deg		
1.5000E-2	c Length m		4.9115E-2	C	U	m^3/s		
5.0000E-4	d Srough		51.028	D	Ph(U)	deg		
			113.10	E	Htot	w		
ideal	Solid type		113.10	F	Edot	w		
!-----	14	-----						
RPN	Set T.gas for targeted T.solid in AHX							
344.37	a G or T	G	344.37				A ChngeMe	
inp =Tm								
!-----	15	-----						
DUCT	Cone1 flange_large+seal							
2.2966E-2	a Area m^2	Mstr	8005.8	A	p	Pa		
0.5372	b Perim m	15a	-3.878	B	Ph(p)	deg		
2.7000E-2	c Length m		3.9014E-2	C	U	m^3/s		
5.0000E-4	d Srough		39.796	D	Ph(U)	deg		
			112.95	E	Htot	w		
ideal	Solid type		112.95	F	Edot	w		
!-----	16	-----						
TX	AHX							
sameas 2A	a Area m^2		8039.1	A	p	Pa		
0.4159	b GasA/A		-4.2944	B	Ph(p)	deg		
2.0000E-2	c Length m		3.5886E-2	C	U	m^3/s		
1.5000E-3	d radius m		35.575	D	Ph(U)	deg		
-462.52	e HeatIn w	G	-349.56	E	Htot	w		
308.00	f SolidT K	=16H	110.71	F	Edot	w		
			344.37	G	GasT	K		
copper	Solid type		308.00	H	SolidT	K		
!-----	17	-----						
STKSCREEN	REG (1st half)							
sameas 2A	a Area m^2		7819.0	A	p	Pa		
0.7756	b VolPor		-5.5411	B	Ph(p)	deg		
1.3000E-2	c Length m		4.4385E-2	C	U	m^3/s		
1.7300E-4	d rh m		24.565	D	Ph(U)	deg		
0.3000	e ksFrac		-349.56	E	Htot	w		
			150.12	F	Edot	w		

stainless	solid type	344.37	G TBeg	K
!	-----	487.99	H TEnd	K
18	-----			
RPN	Get Z.n, Z, T.m, d.k, a, rho and dPh at REG centre			
0.0000	a G or T	6.7814		A Zn
		2.5977E+4		B Z
		487.99		C T.m
		4.8409E-4		D d.k
		411.42		E a
		0.98463		F rho
		-30.106		G dPh
17B 17D - rho a dk Tm rho a * 17a 17b * / sto 17A 17C / rc1 /				
19	-----			
STKSCREEN	REG (2nd half)			
sameas	17a a Area m^2	7478.1	A  p	Pa
sameas	17b b VolPor	-6.9256	B Ph(p)	deg
sameas	17c c Length m	5.2574E-2	C  U	m^3/s
sameas	17d d rh m	15.842	D Ph(U)	deg
sameas	17e e ksFrac	-349.56	E Htot	w
		181.26	F Edot	w
		487.99	G TBeg	K
stainless	solid type	626.31	H TEnd	K
20	-----			
TX	HHX			
sameas	2A a Area m^2	7477.0	A  p	Pa
0.3940	b GasA/A	-7.4382	B Ph(p)	deg
2.2000E-2	c Length m	5.0297E-2	C  U	m^3/s
1.5000E-3	d radius m	11.535	D Ph(U)	deg
578.16	e HeatIn w	228.59	E Htot	w
673.00	f solidT K	177.82	F Edot	w
		626.31	G Gast	K
copper	solid type	673.00	H solidT	K
21	-----			
STKDUCT	Cone2 flange_large+seal			
sameas	15a a Area m^2 Mstr	7481.0	A  p	Pa
0.53721	b Perim m 21a	-7.5856	B Ph(p)	deg
sameas	15c c Length m	4.7652E-2	C  U	m^3/s
1.5300E-2	d wallA m^2	-2.6976	D Ph(U)	deg
		228.59	E Htot	w
		177.60	F Edot	w
		626.31	G TBeg	K
stainless	solid type	621.68	H TEnd	K
22	-----			
STKDUCT	Cone2 reduction_straight_large			
sameas	13a a Area m^2 Mstr	7481.2	A  p	Pa
0.49637	b Perim m 22a	-7.683	B Ph(p)	deg
sameas	13c c Length m	4.7474E-2	C  U	m^3/s
2.3000E-3	d wallA m^2	-9.7903	D Ph(U)	deg
		228.59	E Htot	w
		177.46	F Edot	w
		621.68	G TBeg	K
stainless	solid type	604.62	H TEnd	K
23	-----			
STKCONE	Cone2 reduction_cone			
sameas	12d a AreaI m^2 Mstr	7436.8	A  p	Pa
0.49636	b PerimI m 23a	-8.824	B Ph(p)	deg
sameas	12c c Length m	5.0788E-2	C  U	m^3/s
sameas	12a d AreaF m^2 Mstr	-29.316	D Ph(U)	deg
0.24504	e PerimF m 23d	228.59	E Htot	w
9.0000E-3	f f_wall	176.90	F Edot	w
		604.62	G TBeg	K
stainless	solid type	477.38	H TEnd	K
24	-----			
STKDUCT	Cone2 reduction_straight_small			
sameas	11a a Area m^2 Mstr	7325.8	A  p	Pa
0.24504	b Perim m 24a	-10.903	B Ph(p)	deg
sameas	11c c Length m	5.2417E-2	C  U	m^3/s
9.0000E-4	d wallA m^2	-34.085	D Ph(U)	deg
		228.59	E Htot	w

					176.50	F	Edot	W
					477.38	G	TBeg	K
					331.01	H	TEnd	K
stainless			solid type					
!-----				25	-----			
STKDUCT	Cone2	flange_small+seal						
sameas	10a	a Area	m^2	Mstr	7279.3	A	p	Pa
	0.28588	b Perim	m	25a	-11.705	B	Ph(p)	deg
sameas	10c	c Length	m		5.3490E-2	C	U	m^3/s
	8.6000E-3	d WallA	m^2		-36.723	D	Ph(U)	deg
					228.59	E	Htot	W
					176.42	F	Edot	W
					331.01	G	TBeg	K
					322.49	H	TEnd	K
stainless			solid type					
!-----				26	-----			
TX	AHX2							
sameas	1A	a Area	m^2		7139.2	A	p	Pa
	0.5947	b GasA/A			-13.408	B	Ph(p)	deg
	2.0000E-2	c Length	m		5.3948E-2	C	U	m^3/s
	2.0000E-3	d radius	m		-38.092	D	Ph(U)	deg
	-52.818	e HeatIn	W	G	175.77	E	Htot	W
	308.00	f SolidT	K	=26H	174.98	F	Edot	W
					322.49	G	Gast	K
					308.00	H	SolidT	K
copper			solid type					
!-----				27	-----			
STKDUCT	FB	AHX2-A.p1						
sameas	1A	a Area	m^2		6919.1	A	p	Pa
sameas	6A	b Perim	m		-16.913	B	Ph(p)	deg
	6.7000E-2	c Length	m		5.6829E-2	C	U	m^3/s
	1.0000E-4	d WallA	m^2		-44.40	D	Ph(U)	deg
					175.77	E	Htot	W
					174.41	F	Edot	W
					322.49	G	TBeg	K
					300.00	H	TEnd	K
stainless			solid type					
!-----				28	-----			
DUCT	FB	A.p1-A						
sameas	1A	a Area	m^2		6728.7	A	p	Pa
sameas	6A	b Perim	m		-19.784	B	Ph(p)	deg
	5.0000E-2	c Length	m		5.9106E-2	C	U	m^3/s
	5.0000E-4	d Srough			-48.712	D	Ph(U)	deg
					174.04	E	Htot	W
					174.04	F	Edot	W
ideal			solid type					
!-----				29	-----			
DUCT	FB	A-A.p2						
sameas	1A	a Area	m^2		6523.5	A	p	Pa
sameas	6A	b Perim	m		-22.821	B	Ph(p)	deg
	5.0000E-2	c Length	m		6.1404E-2	C	U	m^3/s
	5.0000E-4	d Srough			-52.696	D	Ph(U)	deg
					173.67	E	Htot	W
					173.67	F	Edot	W
ideal			solid type					
!-----				30	-----			
DUCT	FB	A.p2-load						
sameas	1A	a Area	m^2		5464.0	A	p	Pa
sameas	6A	b Perim	m		-40.026	B	Ph(p)	deg
sameas	5A	c Length	m		7.1163E-2	C	U	m^3/s
	5.0000E-4	d Srough			-67.87	D	Ph(U)	deg
					171.91	E	Htot	W
					171.91	F	Edot	W
ideal			solid type					
!-----				31	-----			
TBRANCH	Helmholtz	resonator (load LD)						
	4.1960E+5	a Re(Zb)	Pa-s/m^3	G	5464.0	A	p	Pa
	-1.4017E+5	b Im(Zb)	Pa-s/m^3	G	-40.026	B	Ph(p)	deg
					1.2351E-2	C	U	m^3/s
					-21.554	D	Ph(U)	deg
					32.005	E	HtotBr	W
					32.005	F	EdotBr	W
					139.90	G	EdotTr	W
!-----				32	-----			
MINOR	Minor	LD_1						
	1.7200E-4	a Area	m^2		3532.7	A	p	Pa



0.2000	b	K+			-50.899	B	Ph(p)	deg
1.0000	c	K-			1.2351E-2	C	U	m <sup>3</sup> /s
					-21.554	D	Ph(U)	deg
					19.017	E	Htot	w
					19.017	F	Edot	w
!----- 33 -----								
DUCT	LD	neck (inertance)						
sameas 32a	a	Area	m <sup>2</sup>	Mstr	1.1696E+4	A	p	Pa
4.6492E-2	b	Perim	m	33a	-102.89	B	Ph(p)	deg
0.2000	c	Length	m		1.1662E-2	C	U	m <sup>3</sup> /s
2.5000E-3	d	Srough			-22.486	D	Ph(U)	deg
					11.364	E	Htot	w
ideal		Solid type			11.364	F	Edot	w
!----- 34 -----								
DUCT	LD	neck additional length (l'-l)						
!adjusted for end effect l'=l+0.85diameter								
1.7200E-4	a	Area	m <sup>2</sup>	Mstr	1.2272E+4	A	p	Pa
4.6491E-2	b	Perim	m	34a	-103.69	B	Ph(p)	deg
1.2580E-2	c	Length	m		1.1587E-2	C	U	m <sup>3</sup> /s
sameas 33d	d	Srough			-22.517	D	Ph(U)	deg
					10.913	E	Htot	w
ideal		Solid type			10.913	F	Edot	w
!----- 35 -----								
DUCT	LD	adapter						
1.9360E-4	a	Area	m <sup>2</sup>	Mstr	1.3340E+4	A	p	Pa
4.9320E-2	b	Perim	m	35a	-104.78	B	Ph(p)	deg
2.6000E-2	c	Length	m		1.1405E-2	C	U	m <sup>3</sup> /s
5.0000E-4	d	Srough			-22.598	D	Ph(U)	deg
					10.347	E	Htot	w
ideal		Solid type			10.347	F	Edot	w
!----- 36 -----								
MINOR		Minor LD_2						
sameas 35a	a	Area	m <sup>2</sup>		1.3222E+4	A	p	Pa
sameas 32c	b	K+			-110.87	B	Ph(p)	deg
sameas 32b	c	K-			1.1405E-2	C	U	m <sup>3</sup> /s
					-22.598	D	Ph(U)	deg
					2.2760	E	Htot	w
					2.2760	F	Edot	w
!----- 37 -----								
DUCT	LD	muffle						
4.1550E-4	a	Area	m <sup>2</sup>	Mstr	1.3458E+4	A	p	Pa
7.2260E-2	b	Perim	m	37a	-110.93	B	Ph(p)	deg
1.2000E-2	c	Length	m		1.1224E-2	C	U	m <sup>3</sup> /s
5.0000E-4	d	Srough			-22.607	D	Ph(U)	deg
					2.2162	E	Htot	w
ideal		Solid type			2.2162	F	Edot	w
!----- 38 -----								
MINOR		Minor LD_3						
sameas 37a	a	Area	m <sup>2</sup>		1.3453E+4	A	p	Pa
sameas 32c	b	K+			-112.19	B	Ph(p)	deg
sameas 32b	c	K-			1.1224E-2	C	U	m <sup>3</sup> /s
					-22.607	D	Ph(U)	deg
					0.54597	E	Htot	w
					0.54597	F	Edot	w
!----- 39 -----								
RPN		Volume of cavity in ml (calculates length of cavity)						
310.00	a	G or T			7.9866E-2			A L cav
inp 1000000 / 40a /								
!----- 40 -----								
DUCT	LD	cavity (compliance)						
3.8815E-3	a	Area	m <sup>2</sup>	Mstr	1.3535E+4	A	p	Pa
0.22085	b	Perim	m	40a	-112.2	B	Ph(p)	deg
sameas 39A	c	Length	m		1.4539E-5	C	U	m <sup>3</sup> /s
5.0000E-4	d	Srough			-112.2	D	Ph(U)	deg
					9.8398E-2	E	Htot	w
ideal		Solid type			9.8398E-2	F	Edot	w
!----- 41 -----								
SURFACE	LD	end surface						
sameas 40a	a	Area	m <sup>2</sup>		1.3535E+4	A	p	Pa

					-112.2	B	Ph(p)	deg
					1.4096E-16	C	U	m <sup>3</sup> /s
					137.27	D	Ph(U)	deg
					-3.3458E-13	E	Htot	w
					-3.3458E-13	F	Edot	w
ideal		solid type						
!				42				
HARDEND	LD	end						
	0.0000	a	R(1/z)	=42G	1.3535E+4	A	p	Pa
	0.0000	b	I(1/z)	=42H	-112.2	B	Ph(p)	deg
					1.4096E-16	C	U	m <sup>3</sup> /s
					137.27	D	Ph(U)	deg
					-3.3458E-13	E	Htot	w
					-3.3458E-13	F	Edot	w
					-4.8618E-16	G	R(1/z)	
					-1.2982E-15	H	I(1/z)	
!				43				
DUCT	FB	load-B.p1						
sameas	1A	a	Area	m <sup>2</sup>	3912.3	A	p	Pa
sameas	6A	b	Perim	m	-73.831	B	Ph(p)	deg
sameas	5B	c	Length	m	7.4057E-2	C	U	m <sup>3</sup> /s
	5.0000E-4	d	Srough		-91.981	D	Ph(U)	deg
					137.66	E	Htot	w
ideal		solid type			137.66	F	Edot	w
!				44				
DUCT	FB	B.p1-B						
sameas	1A	a	Area	m <sup>2</sup>	3769.8	A	p	Pa
sameas	6A	b	Perim	m	-81.026	B	Ph(p)	deg
	5.0000E-2	c	Length	m	7.4771E-2	C	U	m <sup>3</sup> /s
	5.0000E-4	d	Srough		-94.037	D	Ph(U)	deg
					137.32	E	Htot	w
ideal		solid type			137.32	F	Edot	w
!				45				
DUCT	FB	B-B.p2						
sameas	1A	a	Area	m <sup>2</sup>	3672.5	A	p	Pa
sameas	6A	b	Perim	m	-88.685	B	Ph(p)	deg
	5.0000E-2	c	Length	m	7.5216E-2	C	U	m <sup>3</sup> /s
	5.0000E-4	d	Srough		-96.054	D	Ph(U)	deg
					136.97	E	Htot	w
ideal		solid type			136.97	F	Edot	w
!				46				
DUCT	FB	B.p2-JP						
sameas	1A	a	Area	m <sup>2</sup>	6115.7	A	p	Pa
sameas	6A	b	Perim	m	-167.79	B	Ph(p)	deg
	0.7130	c	Length	m	5.4361E-2	C	U	m <sup>3</sup> /s
	5.0000E-4	d	Srough		-130.5	D	Ph(U)	deg
					132.24	E	Htot	w
ideal		solid type			132.24	F	Edot	w
!				47				
CONE	JP							
	4.8060E-3	a	AreaI	m <sup>2</sup>	6523.2	A	p	Pa
	0.5586	b	PerimI	m	-172.71	B	Ph(p)	deg
	6.0000E-2	c	Length	m	5.2122E-2	C	U	m <sup>3</sup> /s
	2.3970E-3	d	AreaF	m <sup>2</sup>	-133.52	D	Ph(U)	deg
	0.3945	e	PerimF	m	131.76	E	Htot	w
	5.0000E-4	f	Srough		131.76	F	Edot	w
ideal		solid type						
!				48				
DUCT	FB	JP-C.p1						
sameas	1A	a	Area	m <sup>2</sup>	7442.9	A	p	Pa
sameas	6A	b	Perim	m	167.54	B	Ph(p)	deg
	0.5040	c	Length	m	3.5264E-2	C	U	m <sup>3</sup> /s
	5.0000E-4	d	Srough		156.19	D	Ph(U)	deg
					128.66	E	Htot	w
ideal		solid type			128.66	F	Edot	w
!				49				
DUCT	FB	C.p1-C						
sameas	1A	a	Area	m <sup>2</sup>	7378.1	A	p	Pa
sameas	6A	b	Perim	m	165.74	B	Ph(p)	deg
	5.0000E-2	c	Length	m	3.6552E-2	C	U	m <sup>3</sup> /s

5.0000E-4	d	Srough			147.90	D	Ph(U)	deg
					128.36	E	Htot	w
					128.36	F	Edot	w
ideal		solid type						
!				50				
DUCT	FB	C-C.p2						
sameas	1A	a Area	m^2		7284.9	A	p	Pa
sameas	6A	b Perim	m		163.91	B	Ph(p)	deg
5.0000E-2	c	Length	m		3.8368E-2	C	U	m^3/s
5.0000E-4	d	Srough			140.30	D	Ph(U)	deg
					128.06	E	Htot	w
					128.06	F	Edot	w
ideal		solid type						
!				51				
DUCT	FB	C.p2-stub						
sameas	1A	a Area	m^2		5599.1	A	p	Pa
sameas	6A	b Perim	m		145.19	B	Ph(p)	deg
0.4090	c	Length	m	56c	6.0915E-2	C	U	m^3/s
5.0000E-4	d	Srough			102.58	D	Ph(U)	deg
					125.51	E	Htot	w
					125.51	F	Edot	w
ideal		solid type						
!				52				
TBRANCH	Stub							
2405.9	a	Re(Zb)	Pa-s/m^3	G	5599.1	A	p	Pa
-1.5500E+5	b	Im(Zb)	Pa-s/m^3	G	145.19	B	Ph(p)	deg
					3.6118E-2	C	U	m^3/s
					-125.7	D	Ph(U)	deg
					1.5693	E	HtotBr	w
					1.5693	F	EdotBr	w
					123.94	G	EdotTr	w
!				53				
DUCT	Stub							
sameas	1A	a Area	m^2		6600.2	A	p	Pa
sameas	6A	b Perim	m		144.91	B	Ph(p)	deg
sameas	4A	c Length	m		9.7640E-6	C	U	m^3/s
5.0000E-4	d	Srough			144.91	D	Ph(U)	deg
					3.2222E-2	E	Htot	w
					3.2222E-2	F	Edot	w
ideal		solid type						
!				54				
SURFACE	Stub end surface							
sameas	1A	a Area	m^2		6600.2	A	p	Pa
					144.91	B	Ph(p)	deg
					4.3649E-17	C	U	m^3/s
					56.700	D	Ph(U)	deg
					4.4888E-15	E	Htot	w
					4.4888E-15	F	Edot	w
ideal		solid type						
!				55				
HARDEND	Stub end							
0.0000	a	R(1/z)		=55G	6600.2	A	p	Pa
0.0000	b	I(1/z)		=55H	144.91	B	Ph(p)	deg
					4.3649E-17	C	U	m^3/s
					56.700	D	Ph(U)	deg
					4.4888E-15	E	Htot	w
					4.4888E-15	F	Edot	w
					1.9918E-17	G	R(1/z)	
					-6.3886E-16	H	I(1/z)	
!				56				
DUCT	FB	stub-D.p1						
sameas	1A	a Area	m^2		5167.0	A	p	Pa
sameas	6A	b Perim	m		9.0629	B	Ph(p)	deg
sameas	3A	c Length	m	Mstr	9.1106E-2	C	U	m^3/s
5.0000E-4	d	Srough			69.635	D	Ph(U)	deg
					115.65	E	Htot	w
					115.65	F	Edot	w
ideal		solid type						
!				57				
DUCT	FB	D.p1-D						
sameas	1A	a Area	m^2		5693.7	A	p	Pa
sameas	6A	b Perim	m		5.9456	B	Ph(p)	deg
5.0000E-2	c	Length	m		8.7640E-2	C	U	m^3/s
5.0000E-4	d	Srough			68.469	D	Ph(U)	deg
					115.12	E	Htot	w

```

ideal          solid type
!----- 58 -----
DUCT          FB D-D.p2
sameas 1A a Area m^2      6206.6      A |p|      Pa
sameas 6A b Perim m       3.3577      B Ph(p)     deg
5.0000E-2 c Length m     8.3786E-2 C |U|      m^3/s
5.0000E-4 d Srough       67.208      D Ph(U)     deg
114.59          E Htot      W
114.59          F Edot      W

ideal          solid type
!----- 59 -----
DUCT          FB D.p2-end
sameas 1A a Area m^2      6984.7      A |p|      Pa
sameas 6A b Perim m     -8.6010E-13 B Ph(p)     deg
8.0000E-2 c Length m     7.6877E-2 C |U|      m^3/s
5.0000E-4 d Srough       64.929      D Ph(U)     deg
113.77          E Htot      W
113.77          F Edot      W

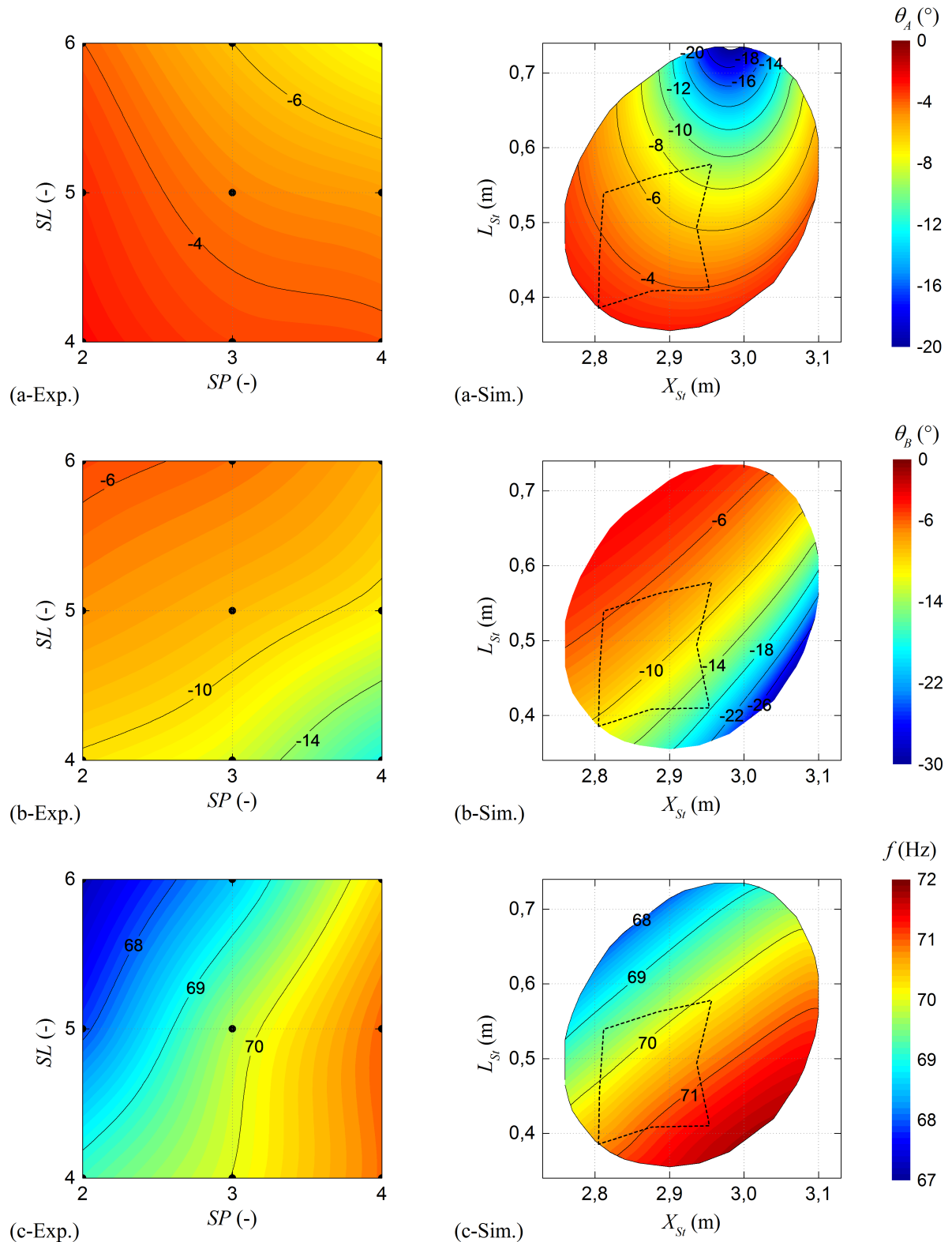
ideal          solid type
!----- 60 -----
UNION          Connection to Loop begin
9              a SegNum      6984.7      A |p|      Pa
sameas 9A b |p|Sft Pa      =60A     -8.6010E-13 B Ph(p)     deg
sameas 9B c Ph(p)S deg      =60B     2.3352E-15 C |U|      m^3/s
sameas 9I d TSoft K         =60G     -74.312      D Ph(U)     deg
5.2580E-13      E Htot      W
2.2052E-12      F Edot      W
300.00          G T          K

!----- 61 -----
HARDEND        Loop end
0.0000 a R(1/z)          =61G     6984.7      A |p|      Pa
0.0000 b I(1/z)          =61H     -8.6010E-13 B Ph(p)     deg
2.3352E-15      C |U|      m^3/s
-74.312         D Ph(U)     deg
5.2580E-13      E Htot      W
2.2052E-12      F Edot      W
8.7376E-15      G R(1/z)
-3.1110E-14     H I(1/z)

! The restart information below was generated by a previous run
! and will be used by DeltaEC the next time it opens this file.
guessz 0b 0d 8a 8b 14a 16e 20e 26e 31a 31b 52a 52b
xprecn -1.8161E-4 1.3766E-2 0.18021 -0.1984 1.6961E-3
9.1335E-4 -3.6458E-3 1.2990E-4 -1.2835 -2.8502 4.0079E-2 -
3.7059
targs 16f 20f 26f 42a 42b 55a 55b 60b 60c 60d 61a 61b
hilite 26F 26e
mstr-slave 15 10 -2 11 -2 12 -9 15 -2 21 -2 22 -2 23 -9 24 -2 25 -2 33 -2
34 -2 35 -2 37 -2 40 -2 56 51
! Plot start, end, and step values. May be edited if you wish.
! Outer Loop: | Inner Loop .

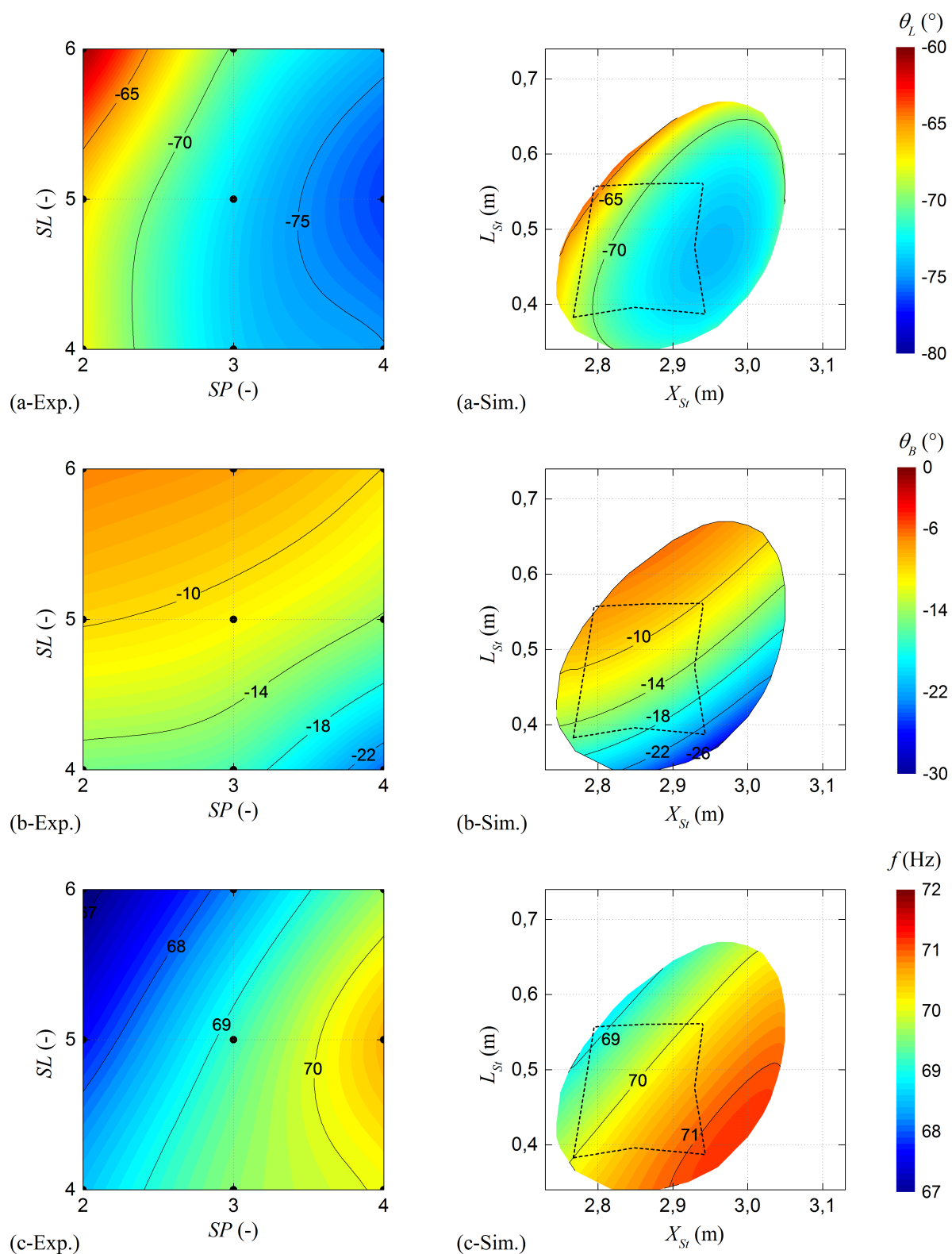
```

## E.2 Stutzenparametervariation bei 1 bar im unbelasteten System



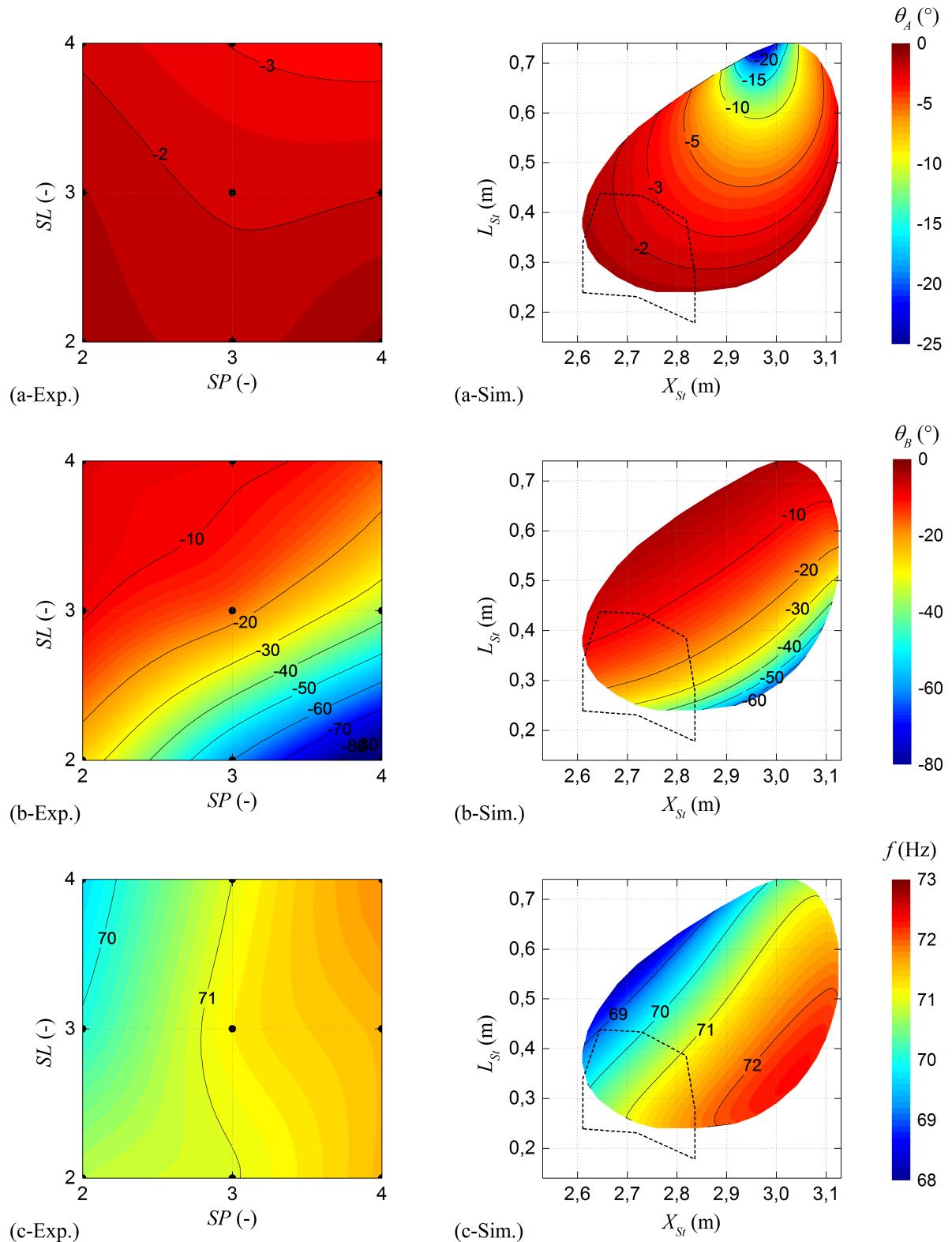
**Abbildung E.1:** Einfluss der Länge und Position des Stutzens im unbelasteten System ( $p_m=1$  bar;  $T_{HWÜ}=400^\circ\text{C}$ ) nach den experimentellen Messpunkten  $SL$ - $SP$  (links) und entsprechend des Simulationsmodells ( $K_{Umf}=3,0$ )  $L_{St}$ - $X_{St}$  (rechts) auf (a) die Phasenverschiebung des Drucks an der Messstelle A  $\theta_A$  (b) die Phasenverschiebung des Drucks an der Messstelle B  $\theta_B$  und (c) die Resonanzfrequenz  $f$

### E.3 Stutzenparametervariation bei 1 bar im belasteten System (LP4)



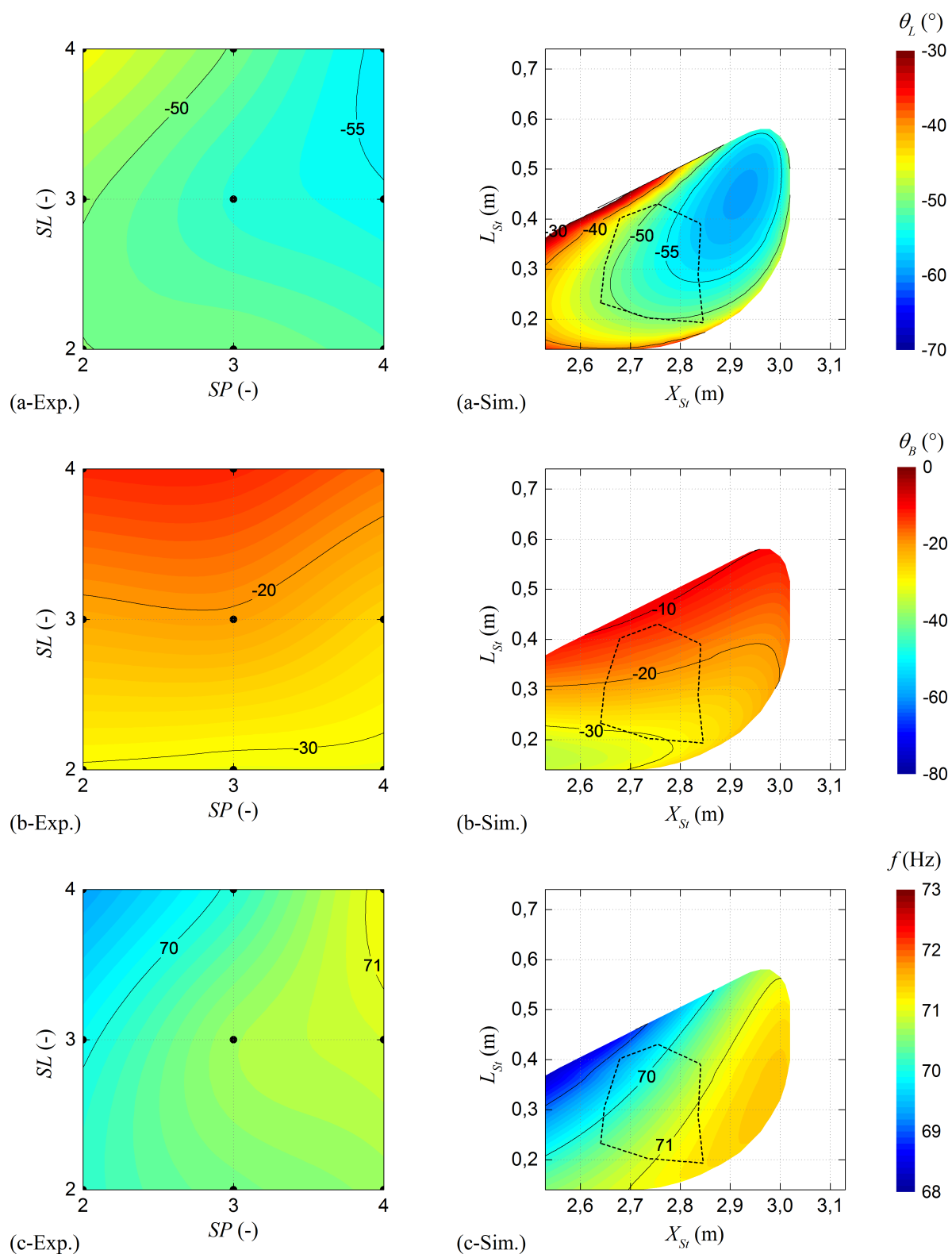
**Abbildung E.2:** Einfluss der Länge und Position des Stutzens im bei LP4 belasteten System ( $p_m=1$  bar;  $T_{HWÜ}=400^{\circ}\text{C}$ ) nach den experimentellen Messpunkten SL-SP (links) und entsprechend des Simulationsmodells ( $K_{Umf}=2,4$ )  $L_{St}$ - $X_{St}$  (rechts) auf (a) die Phasenverschiebung des Drucks im Helmholtz-Resonator an der Messstelle L  $\theta_L$  (b) die Phasenverschiebung des Drucks an der Messstelle B  $\theta_B$  und (c) die Resonanzfrequenz  $f$

## E.4 Stutzenparametervariation bei 20bar im unbelasteten System



**Abbildung E.3:** Einfluss der Länge und Position des Stutzens im unbelasteten System ( $p_m=1$  bar;  $T_{HWÜ}=400^\circ\text{C}$ ) nach den experimentellen Messpunkten  $SL$ - $SP$  (links) und entsprechend des Simulationsmodells ( $K_{Umf}=3,0$ )  $L_{St}$ - $X_{St}$  (rechts) auf (a) die Phasenverschiebung des Drucks an der Messstelle A  $\theta_A$  (b) die Phasenverschiebung des Drucks an der Messstelle B  $\theta_B$  und (c) die Resonanzfrequenz  $f$

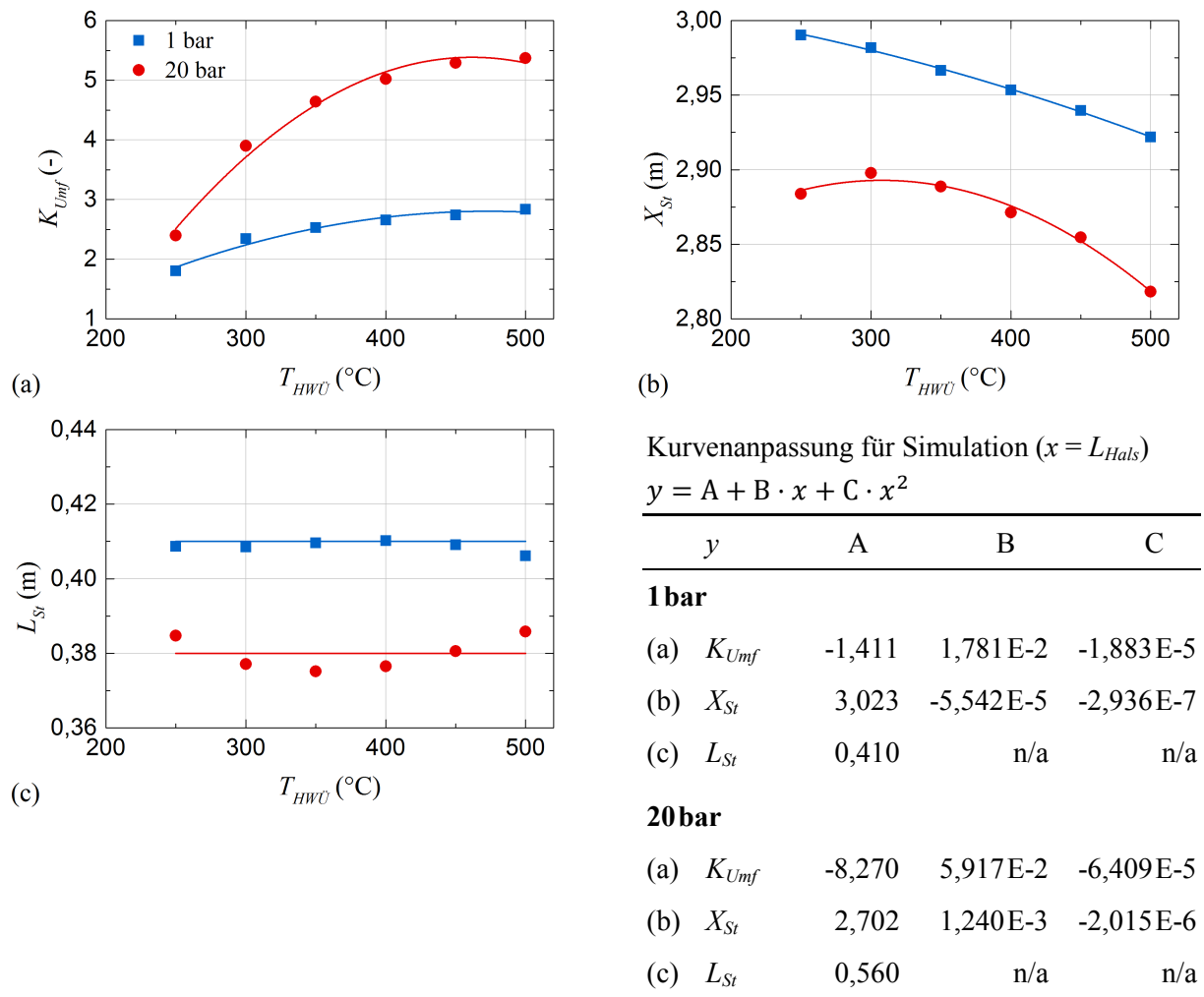
### E.5 Stutzenparametervariation bei 20bar im belasteten System (LP4)



**Abbildung E.4:** Einfluss der Länge und Position des Stutzens im bei LP4 belasteten System ( $p_m=1$  bar;  $T_{HWÜ}=400^\circ\text{C}$ ) nach den experimentellen Messpunkten  $SL$ - $SP$  (links) und entsprechend des Simulationsmodells ( $K_{Umf}=2,4$ )  $L_{St}$ - $X_{St}$  (rechts) auf (a) die Phasenverschiebung des Drucks im Helmholtz-Resonator an der Messstelle L  $\theta_L$  (b) die Phasenverschiebung des Drucks an der Messstelle B  $\theta_B$  und (c) die Resonanzfrequenz  $f$

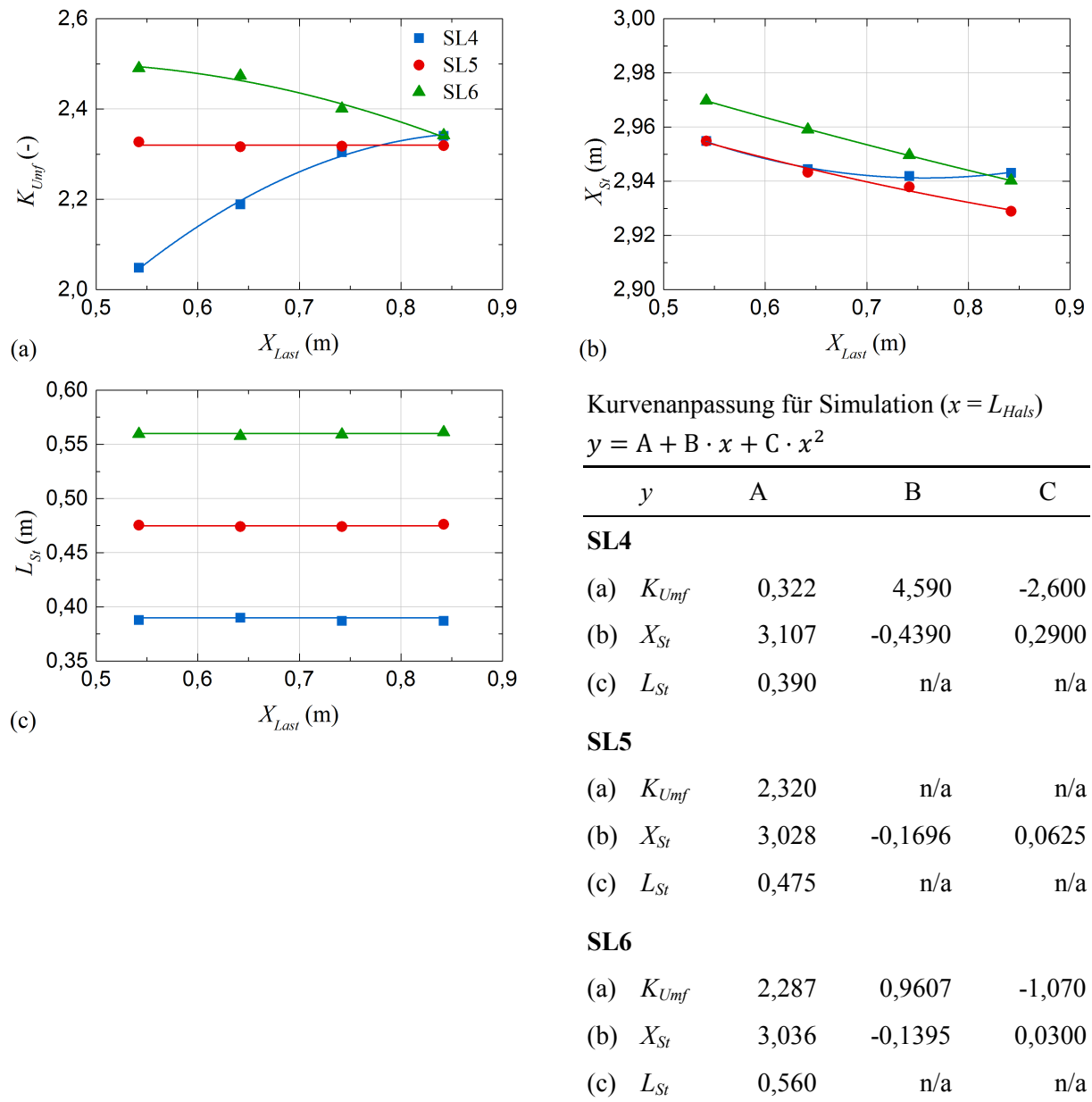


## E.6 Korrekturparameter für die Variation der Temperatur

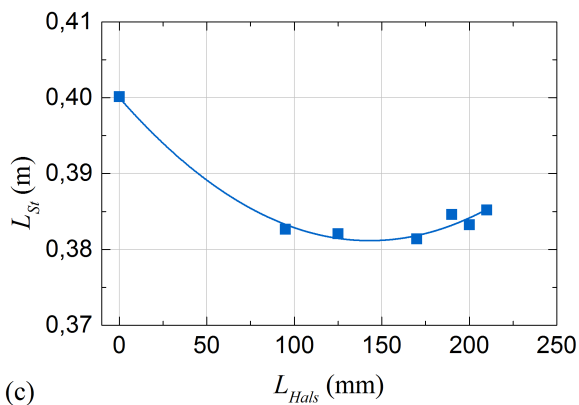
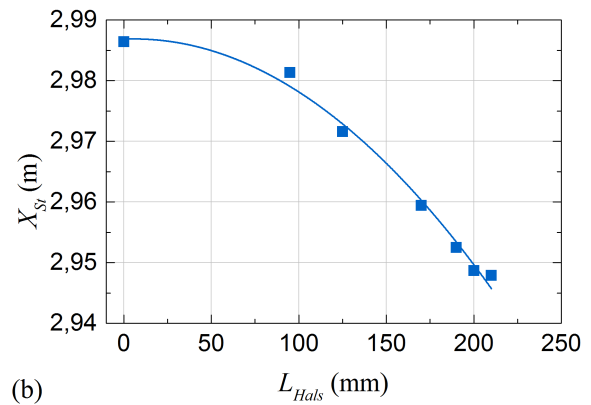
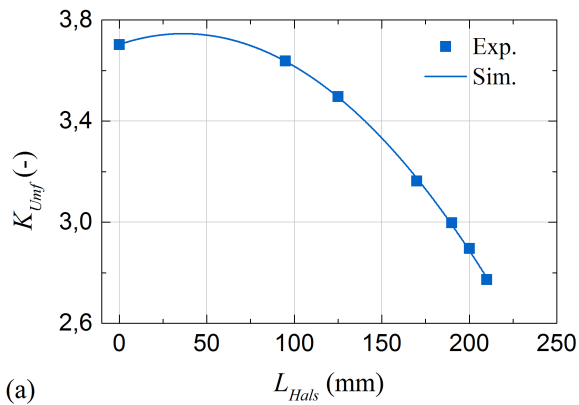


**Abbildung E.5:** Korrekturparameter für die Untersuchung der Abhängigkeiten von der heißseitigen Temperatur  $T_{HWU}$  für die Betriebsdrücke 1 bar und 20 bar im unbelasteten System bei den experimentellen Stutzenparametern SP4-SL4 mit (a) der Umfangskorrektur  $K_{Umf}$ , (b) der simulierten Stutzenposition  $X_{St}$  und (c) der simulierten Stutzenlänge  $L_{St}$

## E.7 Korrekturparameter für die Variation der Lastposition und der Halslänge



**Abbildung E.6:** Korrekturparameter für die Untersuchung der Abhängigkeiten von der Lastposition  $X_{Last}$  im belasteten System ( $p_m = 1 \text{ bar}$ ;  $T_{HWÜ} = 400^\circ\text{C}$ ) für die experimentellen Stutzenlängen SL4, SL5 und SL6 bei fixierter Stutzenposition SP4 mit (a) der Umfangskorrektur  $K_{Umf}$ , (b) der simulierten Stutzenposition  $X_{St}$  und (c) der simulierten Stutzenlänge  $L_{St}$



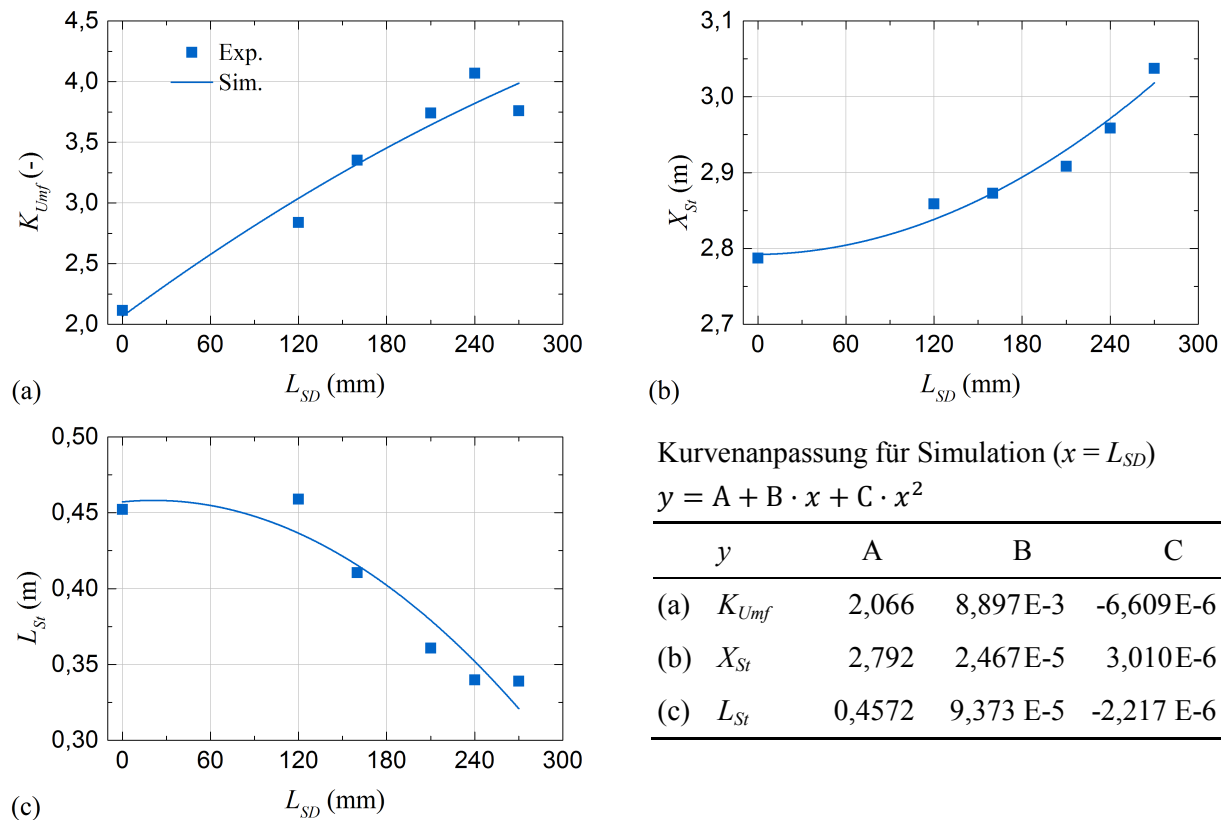
Kurvenanpassung für Simulation ( $x = L_{Hals}$ )

$$y = A + B \cdot x + C \cdot x^2$$

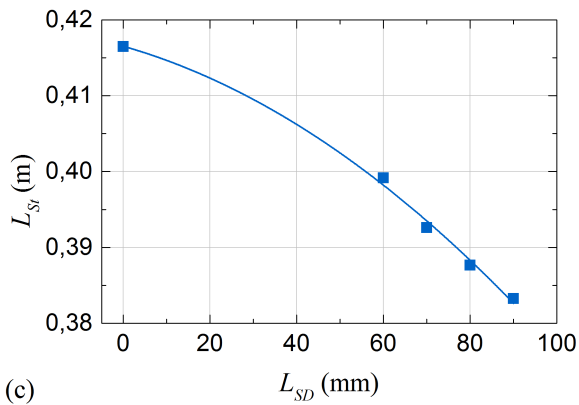
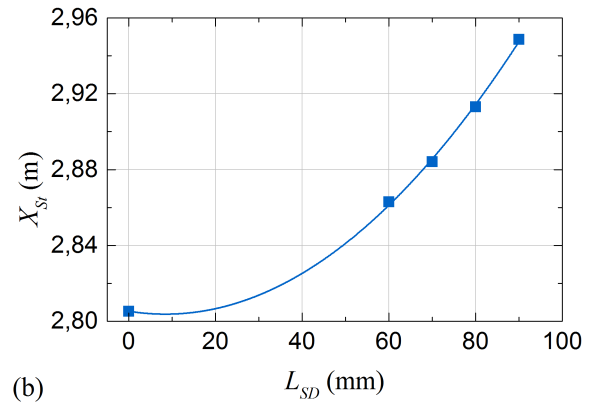
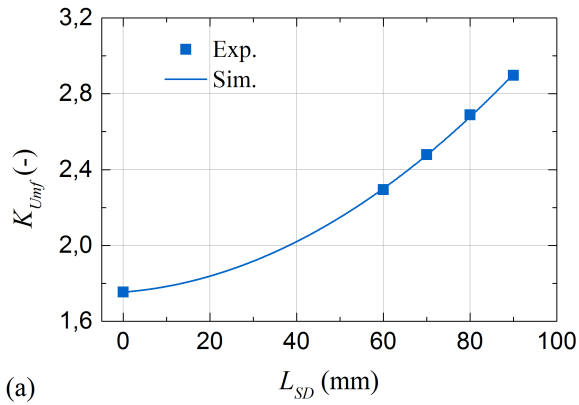
	$y$	A	B	C
(a)	$K_{Umf}$	3,703	2,353 E-3	-3,213 E-5
(b)	$X_{St}$	2,987	1,181 E-5	-9,882 E-7
(c)	$L_{St}$	0,400	-2,637 E-4	9,216 E-7

**Abbildung E.7:** Korrekturparameter für die Untersuchung der Abhängigkeiten von der Halslänge  $L_{Hals}$  des Helmholtz-Resonators im bei LP2 belasteten System ( $p_m = 1$  bar;  $T_{HWÜ} = 400^\circ\text{C}$ ) für die experimentellen Stutzenparameter SP3-SL4 mit (a) der Umfangskorrektur  $K_{Umf}$ , (b) der simulierten Stutzenposition  $X_{St}$  und (c) der simulierten Stutzenlänge  $L_{St}$

## E.8 Korrekturparameter für die Variation der Länge der Strömungsdioden



**Abbildung E.8:** Korrekturparameter für die Untersuchung des Einflusses der Länge  $L_{SD}$  der Strömungsdiode nach einfacher Bauart im unbelasteten System ( $p_m = 1$  bar;  $T_{HWÜ} = 400^\circ\text{C}$ ) bei den experimentellen Stutzenparametern SP3-SL4 mit (a) der Umfangskorrektur  $K_{Umf}$ , (b) der simulierten Stutzenposition  $X_{St}$  und (c) der simulierten Stutzenlänge  $L_{St}$



Kurvenanpassung für Simulation ( $x = L_{SD}$ )

$$y = A + B \cdot x + C \cdot x^2$$

	$y$	A	B	C
(a)	$K_{Umf}$	1,754	1,790E-3	1,221 E-4
(b)	$X_{St}$	2,805	-3,632E-4	2,159E-5
(c)	$L_{St}$	0,4165	-1,627 E-4	-2,376 E-6

**Abbildung E.9:** Korrekturparameter für die Untersuchung des Einflusses der Länge  $L_{SD}$  der Strömungsdiode nach geviertelter Bauart im bei LP2 belasteten System ( $p_m = 1 \text{ bar}$ ;  $T_{HWÜ} = 400^\circ\text{C}$ ) bei den experimentellen Stutzenparametern SP3-SL4 mit (a) der Umfangskorrektur  $K_{Umf}$ , (b) der simulierten Stutzenposition  $X_{St}$  und (c) der simulierten Stutzenlänge  $L_{St}$



# Literaturverzeichnis

- [1] G. W. Swift, *Thermoacoustics: A Unifying Perspective for Some Engines and Refrigerators*. Acoustical Society of America, 2002.
- [2] M. R. Patel, "Chapter 20 Radioisotope Thermoelectric Generator," in *Spacecraft Power Systems*, CRC Press, 2005, pp. 489–504.
- [3] C. Han, Z. Li, and S. Dou, "Recent progress in thermoelectric materials," *Chinese Sci. Bull.*, vol. 59, no. 18, pp. 2073–2091, 2014.
- [4] S. Backhaus, E. Tward, and M. Petach, "Traveling-wave thermoacoustic electric generator," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 85, no. 6, pp. 1085–1087, 2004.
- [5] M. E. H. Tijani and S. Spoelstra, "A hot air driven thermoacoustic-Stirling engine," *Appl. Therm. Eng.*, vol. 61, no. 2, pp. 866–870, 2013.
- [6] P. Owczarek and C. M. de Blok, "Details and experimental results of a stand-alone container cooled by a solar driven multi-stage traveling wave thermoacoustic system," in *3rd International Workshop on Thermoacoustics*, 2015.
- [7] A. Ruziewicz, C. M. de Blok, and P. Owczarek, "The analysis of hybrid solar powered cooling/heating system with the travelling-wave thermoacoustic refrigerator," in *3rd International Workshop on Thermoacoustics*, 2015.
- [8] Chart Industries - QDrive, "Data Sheet 2s241K Cryocooler," 2013.
- [9] K. de Blok, "Novel 4-Stage Traveling Wave Thermoacoustic Power Generator," in *Proceedings of ASME 2010 3rd Joint US-European Fluids Engineering Summer Meeting and 8th International Conference on Nanochannels, Microchannels, and Minichannels*, 2010.
- [10] K. de Blok, "Multi-stage Traveling Wave Thermoacoustics in Practice," in *ICSV 19*, 2012, pp. 1–8.
- [11] T. Jin, J. Huang, Y. Feng, R. Yang, K. Tang, and R. Radebaugh, "Thermoacoustic prime movers and refrigerators: Thermally powered engines without moving components," *Energy*, vol. 93, pp. 828–853, 2015.
- [12] A. Hamood, X. Mao, and A. J. Jaworski, "Two-stage thermoacoustic electricity generator for waste heat recovery," in *Proceedings of the World Congress on Engineering 2016*, 2016, vol. 2, no. WCE 2016.
- [13] T. Bi, Z. Wu, L. Zhang, G. Yu, E. Luo, and W. Dai, "Development of a 5 kW traveling-wave thermoacoustic electric generator," *Appl. Energy*, vol. 185, pp. 1355–1361, 2017.
- [14] T. Jin, R. Yang, Y. Wang, Y. Feng, and K. Tang, "Acoustic field characteristics and performance analysis of a looped travelling-wave thermoacoustic refrigerator," *Energy Convers. Manag.*, vol. 123, pp. 243–251, 2016.
- [15] Z. Yu, A. J. Jaworski, and S. Backhaus, "Travelling-wave thermoacoustic electricity generator using an ultra-compliant alternator for utilization of low-grade thermal energy," *Appl. Energy*, vol. 99, pp. 135–145, 2012.
- [16] H. Kang, P. Cheng, Z. Yu, and H. Zheng, "A two-stage traveling-wave thermoacoustic electric generator with loudspeakers as alternators," *Appl. Energy*, vol. 137, pp. 9–17, 2015.
- [17] T. Jin, R. Yang, Y. Wang, Y. Liu, and Y. Feng, "Phase adjustment analysis and performance of a looped thermoacoustic prime mover with compliance/resistance tube," *Appl. Energy*, vol. 183, pp. 1–10, 2017.

- pp. 290–298, 2016.
- [18] A. Al-Kayiem and Z. Yu, “Using a side-branched volume to tune the acoustic field in a looped-tube travelling-wave thermoacoustic engine with a RC load,” *Energy Convers. Manag.*, vol. 150, pp. 814–821, 2017.
- [19] D. Gedeon, “DC gas flows in Stirling and pulse-tube cryocoolers,” *Cryocoolers 9*, pp. 385–392, 1997.
- [20] K. Tang, Y. Feng, T. Jin, S. Jin, M. Li, and R. Yang, “Effect of Gedeon streaming on thermal efficiency of a travelling-wave thermoacoustic engine,” *Appl. Therm. Eng.*, vol. 115, pp. 1089–1100, 2017.
- [21] G. W. Swift, “Thermoacoustics,” in *Springer Handbook of Acoustics*, 2007, pp. 239–255.
- [22] K. de Blok, P. Owczarek, and M. Francois, “Bi-directional turbines for converting acoustic wave power into electricity,” in *9th PAMIR International Conference*, 2014.
- [23] M. Altenbökum, “Das Phänomen Thermoakustik,” *Kälte-Luft-Klimatechnik*, pp. 24–28, May-2007.
- [24] C. Sondhauss, “Ueber die Schallschwingungen der Luft in erhitzten Glasröhren und in gedeckten Pfeifen von ungleicher Weite,” *Ann. der Phys. und Chemie*, vol. 79, no. 1, pp. 1–34, 1850.
- [25] A. W. Avent and C. R. Bowen, “Principles of thermoacoustic energy harvesting,” *Eur. Phys. J. Spec. Top.*, vol. 224, no. 14–15, pp. 2967–2992, 2015.
- [26] B. Higgins, “On the Sound produced by a Current of Hydrogen Gas passing through a Tube,” *J. Nat. Philos. Chem. Arts*, vol. 1, pp. 129–131, 1802.
- [27] D. Gethmann, “Chemische Harmonika,” in *Klangmaschinen zwischen Experiment und Medientechnik*, D. Gethmann, Ed. Bielefeld: transcript Verlag, 2000, pp. 33–52.
- [28] J. A. de Luc, “Vom Feuer,” in *Neue Ideen über die Meteorologie*, 1. Teil., J. A. de Luc, Ed. Berlin/Leipzig: Carl August Nicolai, 1797, p. 138.
- [29] J. B. Trommsdorff, R. Brandes, and C. F. Bucholz, “Chemische Harmonika,” in *Taschenbuch für Scheidekünstler und Apotheker*, Weimar: Hoffmann, 1795, pp. 16–20.
- [30] G. Delarive, “Memoir on tubes rendered harmonious by hydrogen gas,” *Philos. Mag.*, vol. 14, pp. 24–31, 1802.
- [31] M. Faraday, “On the Sounds produced by Flame in Tubes,” *J. Sci. Arts*, vol. 5, no. quarterly published, pp. 274–280, 1818.
- [32] A. Pinaud, “Ueber eine neue Art der Ton-Erzeugung,” *Ann. der Phys. und Chemie*, vol. 42, pp. 610–618, 1837.
- [33] C. Marx, “Ueber das Tönen erhitzter gläserner Röhren,” *J. für Prakt. Chemie*, vol. 22, pp. 129–135, 1841.
- [34] P. L. Rijke, “Notice of a New Method of causing a Vibration of the Air contained in a Tube open at both ends,” *Philos. Mag. J. Sci.*, vol. 17, no. 4, pp. 419–422, 1859.
- [35] P. Riess, “Das Anblasen offener Röhren durch eine Flamme,” *Ann. der Phys. und Chemie*, vol. 108, no. 4, pp. 653–656, 1859.
- [36] G. Kirchhoff, “Ueber den Einfluss der Wärmeleitung in einem Gase auf die Schallbewegung,” *Ann. Der Phys. Und Chemie*, vol. 134, no. 6, pp. 177–193, 1868.
- [37] L. J. W. S. Rayleigh, “The explanation of certain acoustical phenomena,” *Nature*, vol. 18, pp. 319–321, 1878.
- [38] K. T. Feldman, “Review of the literature on Rijke thermoacoustic phenomena,” *J. Sound Vib.*, vol. 7, no. 1, pp. 83–89, 1968.



- 
- [39] K. T. Feldman, "Review of the literature on Sondhauss thermoacoustic phenomena," *J. Sound Vib.*, vol. 7, no. 1, pp. 83–89, 1968.
  - [40] L. Trilling, "On Thermally Induced Sound Fields," *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 27, no. 3, pp. 425–431, 1955.
  - [41] B.-T. Chu, "Technical Note 3411 - Pressure Waves generated by Addition of Heat in a gaseous Medium," in *National Advisory Committee for Aeronautics*, 1955, pp. 1–48.
  - [42] K. Taconis, "Measurements concerning the vapour-liquid equilibrium of solutions of He3 in He4 below 2.19K," *Physica*, vol. 15, no. 8–9, pp. 733–739, 1949.
  - [43] N. Rott, "Damped and thermally driven acoustic oscillations in wide and narrow tubes," *Zeitschrift für Angew. Math. und Phys. ZAMP*, vol. 20, no. 2, pp. 230–243, 1969.
  - [44] N. Rott, "Thermally driven acoustic oscillations, part II: stability limit for helium," *Zeitschrift für Angew. Math. und Phys.*, vol. 24, pp. 54–72, 1973.
  - [45] N. Rott, "Thermally driven acoustic oscillations, part III: Second-order heat-flux," *Zeitschrift Angew. Math. und Phys.*, vol. 26, pp. 43–49, 1975.
  - [46] N. Rott, "Thermally driven acoustic oscillations, part IV: Tubes with variable cross section," *Zeitschrift für Angew. Math. und Phys.*, vol. 27, pp. 197–224, 1976.
  - [47] N. Rott, "Thermoacoustics," *Adv. Appl. Mech.*, vol. 20, pp. 135–175, 1980.
  - [48] T. Yazaki, A. Tominaga, and Y. Narahara, "Experiments on thermally driven acoustic oscillations of gaseous helium," *J. Low Temp. Phys.*, vol. 41, no. 1–2, pp. 45–60, 1980.
  - [49] J. Wheatley, T. Hofler, G. W. Swift, and A. Migliori, "An intrinsically irreversible acoustic heat engine," *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 74, no. 1, pp. 153–170, 1983.
  - [50] P. H. Ceperley, "A pistonless Stirling engine -The traveling wave heat engine," *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 66, no. 5, pp. 1508–1513, 1979.
  - [51] P. H. Ceperley, "Gain and efficiency of a short traveling wave heat engine," *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 77, no. 3, pp. 1239–1244, 1985.
  - [52] T. Yazaki, A. Iwata, T. Maekawa, and A. Tominaga, "Traveling Wave Thermoacoustic Engine in a Looped Tube," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 81, no. 15, pp. 3128–3131, 1998.
  - [53] S. Backhaus and G. W. Swift, "A thermoacoustic Stirling heat engine," *Nature*, vol. 399, pp. 335–338, 1999.
  - [54] C. M. de Blok and N. A. H. J. Van Rijt, "Thermo-acoustic system," US Patent 6314740 B1, 2001.
  - [55] K. de Blok, "4-stage thermo acoustic power generator," *Proj. Rep. FACT Thermoakoestische kookplaat*, pp. 1–21, 2010.
  - [56] B. Ward and G. Swift, *Design Environment for Low-Amplitude ThermoAcoustic Engines (DeltaE), Version 5.1, Tutorial and User's Guide*. Los Alamos National Laboratory, 2001.
  - [57] B. Ward, J. Clark, and G. Swift, *Design Environment for Low-amplitude Thermoacoustic Energy Conversion. DeltaEC. Users Guide*. Los Alamos National Laboratory, 2012.
  - [58] A. Dittmann, J. Klinger, and A. Schlott, *Prozessthermodynamik - Skript*. Dresden: Fakultät Maschinenwesen Institut für Energietechnik Professur für Technische Thermodynamik, 2010.
  - [59] S. Backhaus and G. Swift, "A thermoacoustic-Stirling heat engine: detailed study," *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 107, no. 6, pp. 3148–66, 2000.
  - [60] G. W. Swift, "Thermoacoustic engines," *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 84, no. 4, pp. 1145–1180, 1988.
  - [61] S. L. Garrett and S. Backhaus, "The Power of Sound," *Am. Sci.*, vol. 88, no. 6, pp. 516–525,

- 2000.
- [62] T. J. Hofler, "Thermoacoustic refrigerator design and performance," University of California, San Diego, 1986.
- [63] S. L. Garrett, J. A. Adeff, and T. J. Hofler, "Thermoacoustic Refrigerator for Space Applications," *J. Thermophys. Heat Transf.*, vol. 7, no. 4, pp. 595–599, 1993.
- [64] M. E. Poese and S. L. Garrett, "Performance measurements on a thermoacoustic refrigerator driven at high amplitudes," *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 107, no. 5, pp. 2480–2486, May 2000.
- [65] M. E. H. Tijani, J. C. H. Zeegers, and A. T. A. M. De Waele, "Design of thermoacoustic refrigerators," *Cryogenics (Guildf.)*, vol. 42, no. 1, pp. 49–57, 2002.
- [66] M. E. H. Tijani, J. C. H. Zeegers, and A. T. A. M. De Waele, "Construction and performance of a thermoacoustic refrigerator," *Cryogenics (Guildf.)*, vol. 42, no. November 2001, pp. 59–66, 2002.
- [67] G. W. Swift, "Analysis and performance of a large thermoacoustic engine," *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 92, no. 3, pp. 1551–1563, 1992.
- [68] C. Jensen and R. Raspet, "Thermoacoustic power conversion using a piezoelectric transducer," *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 128, no. 1, pp. 98–103, Jul. 2010.
- [69] J. Smoker, M. Nouh, O. Aldraihem, and A. Baz, "Energy harvesting from a standing wave thermoacoustic-piezoelectric resonator," *J. Appl. Phys.*, vol. 111, no. 10, p. 104901, 2012.
- [70] L. Zoontjens, C. Howard, A. Zander, and B. Cazzolato, "Feasibility Study of an Automotive Thermoacoustic Refrigerator," in *Proceedings of Acoustics*, 2005, pp. 363–371.
- [71] D. L. Gardner and C. Q. Howard, "Waste-heat-driven thermoacoustic engine and refrigerator," in *Proceedings of Acoustics*, 2009.
- [72] M. E. H. Tijani and S. Spoelstra, "A high performance thermoacoustic engine," *J. Appl. Phys.*, vol. 110, no. 9, p. 093519, 2011.
- [73] M. S. Habermusch, C. T. Nguyen, J. C. Ickes, and T. Y. Hui, "4 kW Thermoacoustic Stirling Heat Engine Test Results," in *11th International Energy Conversion Engineering Conference*, 2013.
- [74] Z. Wu, W. Dai, M. Man, and E. Luo, "A solar-powered traveling-wave thermoacoustic electricity generator," *Sol. Energy*, vol. 86, no. 9, pp. 2376–2382, Sep. 2012.
- [75] D. M. Sun, K. Wang, X. J. Zhang, Y. N. Guo, Y. Xu, and L. M. Qiu, "A traveling-wave thermoacoustic electric generator with a variable electric R-C load," *Appl. Energy*, vol. 106, pp. 377–382, Jun. 2013.
- [76] K. Wang, D. Sun, J. Zhang, Y. Xu, J. Zou, K. Wu, L. Qiu, and Z. Huang, "Operating characteristics and performance improvements of a 500W traveling-wave thermoacoustic electric generator," *Appl. Energy*, vol. 160, 2015.
- [77] K. Wang, D. Sun, J. Zhang, Y. Xu, K. Luo, N. Zhang, J. Zou, and L. Qiu, "An acoustically matched traveling-wave thermoacoustic generator achieving 750 W electric power," *Energy*, vol. 103, pp. 313–321, 2016.
- [78] Z. Wu, L. Zhang, W. Dai, and E. Luo, "Investigation on a 1kW traveling-wave thermoacoustic electrical generator," *Appl. Energy*, vol. 124, pp. 140–147, Jul. 2014.
- [79] Z. J. Hu, Z. Y. Li, Q. Li, and Q. Li, "Evaluation of thermal efficiency and energy conversion of thermoacoustic Stirling engines," *Energy Convers. Manag.*, vol. 51, no. 4, pp. 802–812, 2010.
- [80] M. E. H. Tijani, S. Vanapalli, and S. Spoelstra, "Design of a mechanical resonator to be coupled to a thermoacoustic stirling-engine," in *Proceedings of ASME 2010 3rd Joint US-European Fluids Engineering Summer Meeting and 8th International Conference on Nanochannels, Microchannels, and Minichannels*, 2010, pp. 1–7.

- 
- [81] S. Backhaus, "Initial Tests of a Thermoacoustic Space Power Engine," in *Space Technology and Applications International Forum - STAIF 2003*, 2003, pp. 641–647.
- [82] E. Tward, M. Petach, and S. Backhaus, "Thermoacoustic Space Power Converter," in *Space Technology and Applications International Forum - STAIF 2003*, 2003, pp. 656–661.
- [83] M. E. Poesse, R. W. M. Smith, S. L. Garrett, R. Van Gerwen, and P. Gosselin, "Thermoacoustic refrigeration for ice cream sales," in *6th Gustav Lorentzen Natural Working Fluids Conference*, 2004, pp. 1–8.
- [84] T. Yazaki, T. Biwa, and A. Tominaga, "A pistonless Stirling cooler," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 80, no. 1, pp. 157–159, 2002.
- [85] G. W. Swift, "Thermoacoustic Natural Gas Liquefier," in *US DOE Natural Gas Conference Proceedings*, 1997, no. DOE/FETC-97/1043.
- [86] J. J. Wollan, G. W. Swift, S. Backhaus, and D. L. Gardner, "Development of thermoacoustic natural gas liquefier," in *Proceedings of AIChE meeting*, 2002, pp. 1–8.
- [87] G. W. Swift and J. J. Wollan, "Thermoacoustics for liquefaction of natural gas," *GasTIPS*, vol. 8, no. 4, pp. 21–26, 2002.
- [88] M. Pierens, J. Thermeau, T. Le Pollès, and P. Duthil, "Experimental Characterization of a Thermoacoustic Travelling-Wave Refrigerator," *Eng. Technol.*, vol. 5, no. 6, pp. 471–475, 2011.
- [89] Y. Ueda, T. Biwa, U. Mizutani, and T. Yazaki, "Experimental studies of a thermoacoustic Stirling prime mover and its application to a cooler," *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 115, no. 3, p. 1134, 2004.
- [90] M. S. Haberbush, C. T. Nguyen, J. C. Ickes, and G. W. Swift, "High-Power Thermoacoustic Stirling Heat Engine Results," in *9th Annual International Energy Conversion Engineering Conference*, 2011.
- [91] M. E. H. Tijani and S. Spoelstra, "Study of a coaxial thermoacoustic-Stirling cooler," *Cryogenics (Guildf.)*, vol. 48, no. 1–2, pp. 77–82, Jan. 2008.
- [92] Y. W. Liu and P. Yang, "Influence of inner diameter and position of phase adjuster on the performance of the thermo-acoustic Stirling engine," *Appl. Therm. Eng.*, vol. 73, no. 1, pp. 1139–1148, 2014.
- [93] D. L. Gardner and G. W. Swift, "A cascade thermoacoustic engine," *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 114, no. 4 Pt 1, pp. 1905–1919, 2003.
- [94] A. Reissner, J. Gerger, S. Hummel, and R. Pawelke, "Development of a Thermoacoustic Stirling Engine Technology Demonstrator," *Eur. Sp. Power Conf.*, 2014.
- [95] R. M. Keolian, "Final Report: DOE Project DE-FC26-04NT42113 - Truck Thermoacoustic Generator and Chiller," 2011.
- [96] M. Francois, "Thermoacoustic Process for Electricity Generation in Space," in *9th PAMIR International Conference Conference*, 2014.
- [97] J.-F. Geneste, "A New Architecture for Electricity Generation Onboard Telecommunications Satellites," in *9th PAMIR International Conference*, 2014.
- [98] D. Alary, C. Tourneur, J. Reed, B. Rechain, and M. François, "Thermo-Acoustic Generators for space missions," in *9th PAMIR International Conference*, 2014.
- [99] M.-X. Francois, C. M. de Blok, P. Bouakhao, M. Nippon, J. P. Thermeau, B. Gustin, L. Courtes, and D. Clodic, "The VALTA project: Full scale conversion of CHP engine flue gas heat into electricity," *3rd Int. Work. Thermoacoustics*, 2015.
- [100] K. de Blok, "Low operating temperature integral thermo acoustic devices for solar cooling and waste heat recovery," *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 123, no. 5, p. 3541, 2008.

- [101] K. Abdoulla, H. Kang, and A. J. Jaworski, "Travelling Wave Thermoacoustic Electricity Generator for Rural Areas Using a Side-branch Alternator Arrangement," in *Proceedings of the World Congress on Engineering*, 2013, vol. III.
- [102] A. J. Jaworski and X. Mao, "Development of thermoacoustic devices for power generation and refrigeration," *Proc. Inst. Mech. Eng. Part A J. Power Energy*, vol. 227, no. 7, pp. 762–782, 2013.
- [103] M. Chen and Y. L. Ju, "Design and experimental investigations on a small scale traveling wave thermoacoustic engine," *Cryogenics (Guildf.)*, vol. 54, pp. 10–15, Feb. 2013.
- [104] K. Wang and L. Qiu, "Numerical analysis on a four-stage looped thermoacoustic Stirling power generator for low temperature waste heat," *Energy Conversion and Management*, vol. 150, Elsevier Ltd, pp. 830–837, 2017.
- [105] P. S. Spoor and G. W. Swift, "Thermoacoustic Separation of a He-Ar Mixture," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 85, no. 8, pp. 1646–1649, Aug. 2000.
- [106] R. A. Ali, S. L. Garrett, J. A. Smith, and D. K. Kotter, "Thermoacoustic thermometry for nuclear reactor monitoring," *IEEE Instrum. Meas. Mag.*, vol. 16, no. 3, pp. 18–25, 2013.
- [107] S. L. Garrett, "Resource Letter: TA-1: Thermoacoustic engines and refrigerators," *Am. J. Phys.*, vol. 72, no. 1, pp. 11–17, 2004.
- [108] X. Zhang, J. Chang, S. Cai, and J. Hu, "A multi-stage travelling wave thermoacoustic engine driven refrigerator and operation features for utilizing low grade energy," *Energy Convers. Manag.*, vol. 114, pp. 224–233, 2016.
- [109] X. Zhang and J. Chang, "Onset and steady-operation features of low temperature differential multi-stage travelling wave thermoacoustic engines for low grade energy utilization," *Energy Convers. Manag.*, vol. 105, pp. 810–816, 2015.
- [110] Z. B. Yu, Q. Li, X. Chen, F. Z. Guo, and X. J. Xie, "Experimental investigation on a thermoacoustic engine having a looped tube and resonator," *Cryogenics (Guildf.)*, vol. 45, no. 8, pp. 566–571, Aug. 2005.
- [111] Z. Yu and A. J. Jaworski, "Impact of acoustic impedance and flow resistance on the power output capacity of the regenerators in travelling-wave thermoacoustic engines," *Energy Convers. Manag.*, vol. 51, no. 2, pp. 350–359, Feb. 2010.
- [112] W. Kamsanam, X. Mao, and A. J. Jaworski, "Thermal performance of finned-tube thermoacoustic heat exchangers in oscillatory flow conditions," *Int. J. Therm. Sci.*, vol. 101, pp. 169–180, 2016.
- [113] G. Ward, Bill; Clark, John; Swift, *Design environment for Low-amplitude Thermoacoustic Energy Conversion (DeltaEC), Version 6.4b2, Users Guide*. Los Almos National Laboratory, 2016.
- [114] A. Piccolo and G. Pistone, "Estimation of heat transfer coefficients in oscillating flows: The thermoacoustic case," *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 49, no. 9–10, pp. 1631–1642, May 2006.
- [115] C. Lawn, "Development of a thermoacoustic travelling-wave engine," *Proc. Inst. Mech. Eng. Part A J. Power Energy*, vol. 227, no. 7, pp. 783–802, 2013.
- [116] Z. Yu, a J. Jaworski, and S. Backhaus, "A low-cost electricity generator for rural areas using a travelling-wave looped-tube thermoacoustic engine," *Proc. Inst. Mech. Eng. Part A J. Power Energy*, vol. 224, no. 6, pp. 787–795, Jan. 2010.
- [117] C. U. Hail, P. C. Knodel, J. H. Lang, and J. G. Brisson, "A linearly-acting variable-reluctance generator for thermoacoustic engines," *Energy Convers. Manag.*, vol. 100, pp. 168–176, 2015.
- [118] K. Wang, J. Zhang, N. Zhang, D. Sun, K. Luo, J. Zou, and L. Qiu, "Acoustic matching of a traveling-wave thermoacoustic electric generator," *Appl. Therm. Eng.*, vol. 102, pp. 272–282,

- 2016.
- [119] K. de Blok, M. Francois, and A. Krauze, "The MHD generator - Thermoacoustic engine interface," in *9th PAMIR International Conference*, 2014, pp. 1–5.
  - [120] M. Nouh, O. Aldraihem, and A. Baz, "Analysis and Optimization of Thermoacoustic-Piezoelectric Energy Harvesters : An Electrical Circuit Analogy Approach," in *Proc. of SPIE*, 2013, vol. 8688, pp. 1–11.
  - [121] J. R. Belcher, W. V Slaton, R. Raspet, H. E. Bass, and J. Lightfoot, "Working gases in thermoacoustic engines.," *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 105, no. 5, pp. 2677–84, 1999.
  - [122] M. Chen and Y. L. Ju, "Effect of different working gases on the performance of a small thermoacoustic Stirling engine," *Int. J. Refrig.*, vol. 51, pp. 41–51, 2015.
  - [123] Y. Ueda, T. Biwa, U. Mizutani, and T. Yazaki, "Acoustic field in a thermoacoustic Stirling engine having a looped tube and resonator," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 81, no. 27, p. 5252, 2002.
  - [124] B. Chen, S. Tian, J. Liu, K. Ho, and M. Yang, "The Development of a Two-stage Traveling Wave Thermoacoustic Engine," *Energy Procedia*, vol. 105, pp. 1551–1556, 2017.
  - [125] K. Abdoulla, Z. Yu, and A. J. Jaworski, "Design of a low-cost two-stage thermoacoustic electricity generator for rural communities in developing countries," in *19th International Congress on Sound and Vibration*, 2012, vol. 4, pp. 2566–2573.
  - [126] B. Chen, A. Yousif, P. Riley, and D. Hann, "Development and assessment of thermoacoustic generators operating by waste heat from cooking stove," *Engineering*, vol. 4, no. 12, pp. 894–902, 2012.
  - [127] Z. Wu, G. Yu, L. Zhang, W. Dai, and E. Luo, "Development of a 3kW double-acting thermoacoustic Stirling electric generator," *Appl. Energy*, vol. 136, pp. 866–872, May 2014.
  - [128] M. Senga and S. Hasegawa, "Four-stage loop-type cascade traveling-wave thermoacoustic engine," *Appl. Therm. Eng.*, vol. 104, pp. 258–262, 2016.
  - [129] S. Kabelac, M. Kind, H. Martin, D. Mewes, K. Schaber, and P. Stephan, *VDI-Wärmeatlas*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2013.
  - [130] K. Wang, S. Dubey, F. H. Choo, and F. Duan, "Thermoacoustic Stirling power generation from LNG cold energy and low-temperature waste heat," *Energy*, vol. 127, pp. 280–290, 2017.
  - [131] W. M. Kays and A. L. London, *Compact heat exchangers*. Malabar, Florida: Krieger Publishing Company, 1998.
  - [132] I. Idel'chik, "Resistance of flow through orifices with sudden change in velocity and flow area," in *Handbook of Hydraulic Resistance*, 4th editio., A. Ginevskiy and A. Kolesnikov, Eds. New York: Begell House, 2007, pp. 223–275.
  - [133] B. L. Smith and G. W. Swift, "Power dissipation and time-averaged pressure in oscillating flow through a sudden area change," *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 113, no. 5, pp. 2455–2463, 2003.
  - [134] A. Petculescu and L. A. Wilen, "Oscillatory flow in jet pumps: nonlinear effects and minor losses.," *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 113, no. 3, pp. 1282–1292, 2003.
  - [135] J. P. Oosterhuis, S. Bühler, D. Wilcox, and T. H. van der Meer, "Computational Fluid Dynamics Analysis of the Oscillatory Flow in a Jet Pump: The Influence of Taper Angle," in *9th PAMIR Internation Conference*, 2014.
  - [136] K. Tang, Y. Feng, S. H. Jin, T. Jin, and M. Li, "Performance comparison of jet pumps with rectangular and circular tapered channels for a loop-structured traveling-wave thermoacoustic engine," vol. 148, pp. 305–313, 2015.
  - [137] J. Oosterhuis, "Oscillatory flows in jet pumps, Towards design guidelines for thermoacoustic applications," University of Twente, 2016.

- [138] J. P. Oosterhuis, M. A. G. Timmer, S. Bühler, T. H. van der Meer, and D. Wilcox, "On the performance and flow characteristics of jet pumps with multiple orifices," *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 139, no. 5, pp. 2732–2740, 2016.
- [139] L. E. Kinsler, A. R. Frey, A. B. Coppens, and J. V. Sanders, "Pipes, resonators, and filters," in *Fundamentals of acoustics*, 4th Editio., S. Johnson, Ed. New York: John Wiley & Sons, 1999, pp. 272–301.
- [140] A. M. Fusco, W. C. Ward, and G. W. Swift, "Two-sensor power measurements in lossy ducts," *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 91, no. 4, pp. 2229–2235, 1992.
- [141] T. Setoguchi and M. Takao, "Current status of self rectifying air turbines for wave energy conversion," *Energy Convers. Manag.*, vol. 47, no. 15–16, pp. 2382–2396, 2006.
- [142] A. Thakker, J. Jarvis, and A. Sahed, "Design charts for impulse turbine wave energy extraction using experimental data," *Renew. Energy*, vol. 34, no. 10, pp. 2264–2270, 2009.
- [143] B. Pereiras, F. Castro, A. el Marjani, and M. A. Rodríguez, "An improved radial impulse turbine for OWC," *Renew. Energy*, vol. 36, no. 5, pp. 1477–1484, 2011.
- [144] M. Inoue, K. Kaneko, T. Setoguchi, and T. Saruwatari, "Studies on the Wells Turbine for Wave Power Generator (Turbine Characteristics and Design Parameter for Irregular Wave)," *JSME Int. journal. Ser. 2, Fluids Eng. heat Transf. power, Combust. Thermophys. Prop.*, vol. 31, no. 4, pp. 676–682, 1988.
- [145] S. Raghunathan and W. C. Beattie, "Aerodynamic Performance of Contra-Rotating Wells Turbine for Wave Energy Conversion," *Proc. Inst. Mech. Eng. Part A J. Power Energy*, vol. 210, no. 6, pp. 431–447, 1996.
- [146] T. Setoguchi, M. Takao, S. Santhakumar, and K. Kaneko, "Study of an Impulse Turbine for Wave Power Conversion: Effects of Reynolds Number and Hub-to-Tip Ratio on Performance," *J. Offshore Mech. Arct. Eng.*, vol. 126, no. 2, pp. 137–140, 2004.
- [147] T. Setoguchi, S. Santhakumar, M. Takao, T. H. Kim, and K. Kaneko, "A performance study of a radial turbine for wave energy conversion," *Proc. Inst. Mech. Eng. Part A J. Power Energy*, vol. 216, no. 1, pp. 15–22, 2002.
- [148] A. Thakker, J. Jarvis, and A. Sahed, "Quasi-Steady Analytical Model Benchmark of an Impulse Turbine for Wave Energy Extraction," *Int. J. Rotating Mach.*, vol. 2008, pp. 1–12, 2008.
- [149] K. Kaneuchi and K. Nishimura, "Evaluation of bi-directional turbines using the two-sensor method," in *Third International Workshop on Thermoacoustics*, 2015.
- [150] T. Setoguchi, S. Santhakumar, H. Maeda, M. Takao, and K. Kaneko, "A review of impulse turbines for wave energy conversion," *Renew. Energy*, vol. 23, no. 2, pp. 261–292, 2001.
- [151] H. Bodén and M. Åbom, "Influence of errors on the two-microphone method for measuring acoustic properties in ducts," *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 79, no. 2, pp. 541–549, 1986.
- [152] A. F. Seybert, "Two-sensor Methods for the Measurement of Sound Intensity and Acoustic Properties in Ducts," *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 83, no. 6, pp. 2233–2239, 1988.
- [153] A. J. Schwab, *Elektroenergiesysteme : Erzeugung, Transport, Übertragung und Verteilung elektrischer Energie*, 3. Auflage. Springer Verlag, 2011.
- [154] S. Bühler, "Towards numerical simulation of components of thermoacoustic devices with commercial CFD software," University of Twente, 2015.